

ЭФФЕКТИВНЫЕ СЕЧЕНИЯ ДЕЛЕНИЯ U^{233} , U^{235} , Pu^{239} И Pu^{240} ДЛЯ НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ ОТ 30 кэв ДО 5 Мэв

Г. А. Дорофеев, Ю. П. Добрынин

Измерены абсолютные значения эффективных сечений деления U^{233} , U^{235} , Pu^{239} и Pu^{240} на фотонейтронных источниках $Sb+Be$ (~30 кэв), $Na+D_2O$ (~250 кэв) и $Na+Be$ (~900 кэв), источнике, имитирующем спектр нейтронов деления, и источнике $Ro-\alpha-Be$. Сечения деления для нейтронов с энергией 30 кэв равны $3,06 \pm 0,16$, $2,21 \pm 0,12$ и $1,79 \pm 0,11$ барн соответственно для U^{233} , U^{235} и Pu^{239} . С увеличением энергии нейтронов от 30 кэв до 250 кэв сечения U^{233} и U^{235} падают примерно на 35% и далее остаются почти постоянными, а сечение Pu^{239} падает на 12% и далее возрастает. Эффективные сечения деления Pu^{240} для нейтронов с энергией 900 кэв и 5 Мэв равны ~1,4 барн, а порог деления Pu^{240} находится в интервале между 250 и 900 кэв.

1. Измерение хода эффективных сечений деления U^{233} , U^{235} и Pu^{239}

Метод измерения. Для измерения зависимости эффективных сечений деления от энергии нейтронов использовался счет осколков деления с помощью ионизационных камер со слоями делящихся веществ. Различные источники нейтронов помещались в центр сферической камеры (рис. 1) и определялось число осколков деления

$$N_f = Q \cdot n \cdot \sigma_f \cdot k_f, \quad (1)$$

где Q —мощность источника нейтронов; n —полное число ядер делящегося изотопа в камере; σ_f —эффективное сечение деления данного изотопа; k_f —коэффициент, учитывающий геометрию опыта.

Поскольку геометрия опыта и количество вещества в камере во всех этих измерениях остаются неизменными, величины N_f , отнесенные к мощности соответствующего источника, дают зависимость эффективного сечения деления данного изотопа от энергии нейтронов. Таким образом измерение относительного хода σ_f сводится к измерению скоростей счета $N_f(E_n)$ и отношения мощностей источников нейтронов (E_n —энергия нейтронов).

Экспериментальная установка. Экспериментальная установка и камеры, использо-

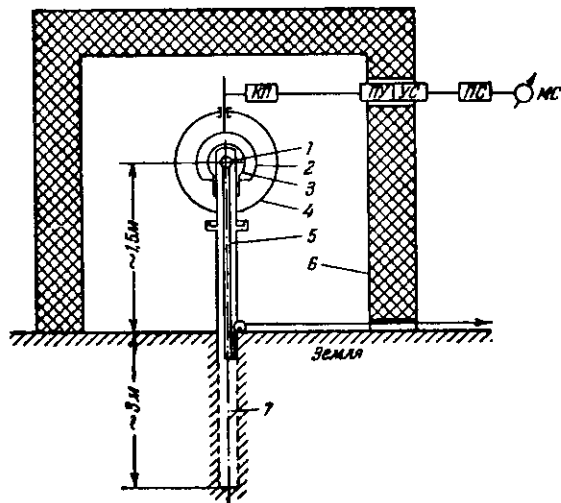


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

1—источник нейтронов; 2—собирающий электрод толщиной 0,3 мм; 3—слой делящегося изотопа; 4—корпус камеры из дуралюминия толщиной 1 мм; 5—стержень для дистанционной подачи источника; 6—защита из свинца и железа; 7—яма для хранения источника; КР—катодный повторитель; ПУ—предварительный усилитель; УС—усилитель; ПС—пересчетная схема; МС—механический счетчик.

ванные в измерениях относительного хода сечений деления, изображены схематически на рис. 1.

Камера деления с Pu^{239} содержала около 1,5 мг вещества, а камеры деления с U^{233} , U^{235} и U^{238} — по 20 мг. Все вещества были нанесены электролитически на алюминиевые сферы диаметром 37 мм и толщиной 0,5 мм.

Камеры наполнялись смесью химически чистого аргона и углекислого газа (90% Ar + 10% CO_2) до давления 200 мм рт. ст.

18 мм с шариком из NaF диаметром 13 мм внутри.

В табл. 1 приведены краткие характеристики использованных нами источников нейтронов. Указаны значения энергий фотонейтронов для «стандартных источников», принятых в США [1], а также для случая бесконечно тонких γ -эмиттера и эмиттера

Таблица 1

Характеристика источников нейтронов

Источник	Период полураспада	Угловое распределение нейтронов	Энергия фотонейтронов для «стандартных источников»	Энергия фотонейтронов в случае бесконечно тонких γ -эмиттера и эмиттера нейтронов*)	Принятые в настоящей работе средние значения энергии нейтронов
Sb + Be	60 дней	изотропно	25 кэв [2]	30 кэв	30 кэв (90%) 400 » (10%)
Na + D_2O	14,8 часа	$1+5 \sin^2\theta$ [4]	220 » [1]	270 »	250 »
Na + Be	14,8 »	$1+0,8 \sin^2\theta$ [3]	830 » [1]	1,00 Мэв	900 »
Имитирующий спектр деления	140 дней	изотропно	—	—	Средняя энергия спектра $\sim 1,9$ Мэв
Po- α -Be	140 »	изотропно	—	—	Средняя энергия спектра 5 Мэв [5]

*) Энергия нейтронов вычислялась по формуле

$$E_n = \frac{A-1}{A} \left[E_\gamma - Q - \frac{E_\gamma^2}{1862(A-1)} \right] + E_\gamma \cos \theta \left[\frac{2(A-1)(E_\gamma - Q)}{931 A^3} \right]^{1/2},$$

где E_n и E_γ — энергия нейтронов и γ -квантов в Мэв; A — атомный вес D_2 или Be; Q — пороговая энергия в Мэв для (γ, n) -реакции на ядре массы A ; θ — угол между направлением γ -кванта и фотонейтрона.

На собирающий электрод камеры подавалось напряжение +240 в.

Камеры работали в режиме электронного собирания. Сигналы от камер подавались через катодный повторитель на усилитель. Усилитель с отрицательной обратной связью имел общий коэффициент усиления около 100 000 и разрешающее время около 0,7 мксек.

Все использованные в работе источники нейтронов имели сферическую форму. Источники Po- α -Be и источник, имитирующий спектр нейтронов деления, представляли собой сферы, заполненные порошком из смеси Po и Be и Po, B_4C , CaF_2 и $Ca(BF_4)_2$ соответственно (первый диаметром 18 мм, второй — 16 мм). Фотонейтронные источники представляли собой сферы из Be или D_2O диаметром

нейтронов (Be или D_2O). Поскольку размеры использованных нами источников значительно меньше размеров «стандартных источников», энергия фотонейтронов в нашем случае была несколько выше. Принимаемые нами значения энергий фотонейтронов приведены в последнем столбце.

Следует отметить, что указанная в табл. 1 линия фотонейтронов с энергией 400 кэв в источнике Sb + Be получена нами на основе схемы распада Sb^{124} и хода сечения (γ, n) -реакции для Be [7]. Из схемы распада следует, что, кроме основной линии γ -лучей при 1,71 Мэв, дающей на бериллии нейтроны с энергией около 30 кэв, Sb^{124} испускает γ -лучи с энергией около 2,11 Мэв, причем интенсивность последних составляет 22% от интенсивности γ -лучей с энергией 1,71 Мэв.

Эти γ -лучи при взаимодействии с бериллием дают нейтроны с энергией около 400 *кэв*. Однако поскольку эффективное сечение (γ , n)-реакции на Be для этих γ -лучей примерно в два раза меньше, то примесь нейтронов с энергией около 400 *кэв* составляет всего около 10%.

Контрольные опыты и поправки. Так как часть источников нейтронов обладала большой γ -активностью, необходимо было убедиться в том, что γ -лучи не регистрируются камерами и не влияют на счет осколков деления. Для этого в камеры помещались источники γ -лучей Sb и Na такой же активности, как и γ -эмиттеры в фотонейтронных источниках. Однако при этом в рабочей точке плато не было обнаружено никакого эффекта. Кроме того, при помощи источников нейтронов, не испускающих γ -лучи (Po- α -Be), снималась кривая зависимости скорости счета осколков деления от величины смещения на дискриминаторе, а затем в камеру вводился один из источников γ -лучей и снова снималась та же кривая. Оказалось, что при этом характер кривой не изменяется и скорость счета осколков деления в рабочей точке остается неизменной.

Чтобы уменьшить влияние рассеянных защитой нейтронов, для которых сечения деления значительно выше, чем для первичных, камеры окружались кадмием толщиной 0,8 мм. Однако эффект от закадмиевых нейтронов оставался еще заметным (2—3%) и его приходилось измерять. Для этого ионизационные камеры помещались на расстоянии около 25 см от источника нейтронов и измерялся соответствующий эффект. При этом прямым воздействием нейтронов источника можно было пренебречь ($\sim 0,5\%$).

Поскольку стенки камер имеют толщину около 1 мм, нейтроны источника рассеиваются ими в заметном количестве ($\sim 5\%$) и вновь взаимодействуют со слоем исследуемого изотопа. Вследствие того, что сечения рассеяния являются функцией энергии нейтронов, эффект рассеяния нейтронов стенками камер меняется от источника к источнику и его следовало учитывать. Поправка на этот эффект составляла не более 1% в ходе сечения деления.

При выводе соотношения [1] предполагалось, что геометрия опыта одинакова для всех источников нейтронов. В действитель-

ности при конечных размерах источников она может несколько меняться за счет различия в угловом распределении нейтронов.

Источник Po- α -Be и источник, имитирующий спектр нейтронов деления, испускают нейтроны изотропно из всего объема шарика, а источники Sb+Be, Na+D₂O и Na+Be испускают нейтроны из сферического слоя и с различным угловым распределением, а именно—нейтроны из источника Sb+Be имеют изотропное распределение, а из источников Na+D₂O и Na+Be—распределение вида $a+b \cdot \sin^2\theta$ (см. табл. 1). Это приводит к тому, что нейтроны от различных источников проходят через слой делящегося изотопа в ионизационной камере под разными углами, т. е. взаимодействуют с различным количеством ядер. Поправка на этот эффект вносилась на основании геометрического расчета и не превышала 3%.

Анизотропное угловое распределение осколков деления [8], [9], [10] не влияло на результаты измерений, поскольку камеры регистрировали все осколки деления.

Наличие в образцах примесей других изотопов (10% U²³⁸ в образце U²³⁵, 2% Pu²⁴⁰ в образце Pu²³⁹) приводило к необходимости вводить соответствующие поправки. Для этого дополнительно были измерены значения эффективных сечений деления U²³⁸. Оказалось, что сечение деления U²³⁸ с точностью $\pm 10\%$ составляет 0,3 *барн* для нейтронов спектра деления и 0,5 *барн* для нейтронов источника Po- α -Be, а для других источников пренебрежимо мало. Измерения велись с помощью ионизационной камеры, изображенной на рис. 1. При этом эффективный вес U²³⁸ в слое из естественного урана определялся по количеству делений, возникающих под действием нейтронов источника Sb+Be известной мощности, и по измеренному для U²³⁵ сечению деления. Поправка на содержание Pu²⁴⁰ вводилась на основании измерений σ_f этого изотопа, приведенных в данной работе.

Поправка на наличие нейтронов с энергией 400 *кэв* в источнике Sb+Be вводилась на основании измеренного хода сечений деления и составляла не более 4%.

Результаты измерений хода σ_f . Измерения хода сечений деления производились сериями, причем в каждой из них счет осколков деления велся попеременно с одним из источников, перечисленных выше, и с источником

Sb+Be, для нейтронов которого сечение деления принималось равным единице. Сравнение мощностей источников нейтронов с точностью $\pm 1,5\%$ производилось с помощью всеволнового «сферического» индикатора нейтронов, описанного в разделе II.

делялось изменение скорости счета индикатора при окружении источника нейтронов одной из таких мишеней. Индикатор нейтронов имел одинаковую чувствительность к нейтронам разных энергий и был нечувствителен к упругому и неупругому рассеянию их (свободный «сферический» индикатор—

Таблица 2

Относительные значения σ_f для U^{233} , U^{235} и Pu^{239}

	Изотоп	Источники				
		Sb+Be (~ 30 кэв)	Na+D ₂ O (~ 250 кэв)	Na+Be (~ 900 кэв)	Имитирующий спектр деления (~ 2 Мэв)	Po- α -Be (~ 5 Мэв)
Ход σ_f (экспериментальные значения)	U^{233}	1	$0,73 \pm 2\%$	$0,62 \pm 2\%$	$0,63 \pm 2\%$	$0,67 \pm 1,5\%$
	U^{235}	1	$0,62 \pm 1,5\%$	$0,59 \pm 1,5\%$	$0,59 \pm 3\%$	$0,68 \pm 2\%$
	Pu^{239}	1	$0,92 \pm 1,5\%$	$1,03 \pm 2\%$	$1,06 \pm 3\%$	$1,21 \pm 1,5\%$
Поправки на примесь U^{238} и Pu^{240}	U^{233}	—	—	—	—	—
	U^{235}	—	—	—	$-2,5\%$	-4%
	Pu^{239}	—	—	$-1,3\%$	$-1,3\%$	$-1,3\%$
Поправки на наличие нейтронов с энергией 400 кэв в источнике Sb+Be	U^{233}	—	-3%	-3%	-3%	-3%
	U^{235}	—	-4%	-4%	-4%	-4%
	Pu^{239}	—	-1%	-1%	-1%	-1%
Поправки на анизотропию и неточность источников	U^{233}	—	-3%	-1%	—	—
	U^{235}	—	-3%	-1%	—	—
	Pu^{239}	—	-3%	-1%	—	—
Ход σ_f (истинный)	U^{233}	1	$0,69 \pm 0,02$	$0,60 \pm 0,02$	$0,61 \pm 0,02$	$0,64 \pm 0,02$
	U^{235}	1	$0,58 \pm 0,01$	$0,56 \pm 0,01$	$0,55 \pm 0,02$	$0,62 \pm 0,02$
	Pu^{239}	1	$0,88 \pm 0,02$	$1,00 \pm 0,03$	$1,04 \pm 0,04$	$1,17 \pm 0,03$

В табл. 2 приведены экспериментальные значения относительных величин σ_f для U^{233} , U^{235} и Pu^{239} , а также окончательные данные, получающиеся в результате внесения перечисленных выше поправок.

II. Измерение абсолютных значений σ_f для U^{233} , U^{235} и Pu^{239}

Метод измерения. Абсолютные значения сечений деления U^{233} , U^{235} и Pu^{239} были измерены только для нейтронов источника Sb+Be. Сечения деления при других энергиях нормировались по этим значениям σ_f согласно данным табл. 2.

Для измерения абсолютных значений сечений деления были использованы толстые сферические мишени делящихся изотопов. Опре-

рис. 2). Изменение скорости счета вызывалось поглощением первичных нейтронов ядрами мишени и рождением вторичных нейтронов в результате деления последних.

Когда мишень из делящегося изотопа находится на таком расстоянии от источника нейтронов, при котором прямым воздействием нейтронов на мишень можно пренебречь, скорость счета индикатора равна

$$N_2 = Q \cdot k. \quad (2)$$

Когда же источник нейтронов окружается мишенью из делящегося изотопа, скорость счета индикаторной системы становится равной

$$N_1 = Q \cdot k - Q \cdot k \cdot n \sigma_c + Q \cdot k \cdot n \sigma_c \gamma_{\text{эфф}}, \quad (3)$$

или иначе

$$N_1 = Q \cdot k + Q \cdot k n \sigma_f \frac{v(v_{эфф} - 1)}{v_{эфф}} \quad (4)$$

Здесь Q —мощность источника нейтронов; k —эффективность регистрации нейтронов, не зависящая от энергии; n —число ядер делящегося изотопа на 1 см^2 мишени; σ_c —полное эффективное сечение захвата; σ_f —эффективное сечение деления; $v_{эфф}$ и v —средние числа нейтронов, рождающихся на каждый акт захвата и на каждый акт деления соответственно.

Из соотношений (2) и (4) получаем:

$$\sigma_f = \frac{N_1 - N_2}{N_2} \cdot \frac{1}{n} \cdot \frac{v_{эфф}}{v(v_{эфф} - 1)} \quad (5)$$

При расчете абсолютного значения эффективного сечения деления σ_f необходимо знать с высокой степенью точности величины v , $v_{эфф}$ и n .

Погрешность в $\frac{N_1 - N_2}{N_2}$, в основном обусловленная статистической ошибкой измерений разности скоростей счета $N_1 - N_2$, была равна около $\pm 1\%$. Ошибка в измерении числа ядер делящегося изотопа незначительна, поскольку мишени содержали примерно по 200 г вещества и точное взвешивание их не представляло труда. Значения $v_{эфф}$ измерены нами ранее [11] с точностью $\pm 2,5\%$. Среднее количество нейтронов v , испускаемых на один акт деления при энергии первичных нейтронов 30 кэв, принимается равным значению v при делении тепловыми нейтронами [12], [13], поскольку известно, что при увеличении энергии возбуждения v растет примерно линейно [13] и для нейтронов с энергией около 2 Мэв увеличивается на 8—11% по сравнению со значением для тепловых нейтронов [14]. Средняя квадратичная ошибка измерения σ_f указанным методом не превышает $\pm 5\%$.

Экспериментальная установка. В качестве индикатора нейтронов, имеющего одинаковую чувствительность к нейтронам разных энергий, использовалась графитовая призма, изображенная на рис. 2, с расположенными в ней пропорциональными счетчиками, наполненными ВФ₃. Нечувствительность индикатора к рассеянию нейтронов («сферичность») обеспечивалась равномерным распределением счетчиков вокруг полости, а его

нечувствительность к различию в энергии нейтронов («всеволновость») — подбором расстояния между счетчиками и границей полости. Для проверки этого были использованы различные источники нейтронов, мощности которых сравнивались методом, разработанным в нашей лаборатории П. Е. Спиваком и Б. Г. Ерозолиским. Положение счетчиков

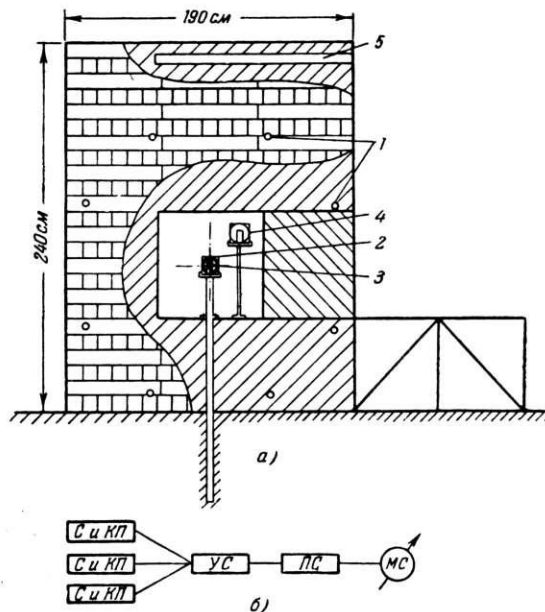


Рис. 2. Всеволновый сферический индикатор нейтронов.

а) Графитовая призма. 1—счетчики ВФ₃ с катодными повторителями; 2—футляр с мишенью из делящегося изотопа, окруженный кадмием толщиной 0,8 мм; 3—источник нейтронов; 4—футляр с кадмием (без мишени); 5—канал со счетчиками ВФ₃, используемый при сравнении источников.
б) Блок-схема индикаторной установки. С—счетчики ВФ₃; КП—катодные повторители; УС—усилитель; ПС—пересчетная схема; МС—механический счетчик.

было подобрано так, что эффективность регистрации нейтронов различной энергии (от 30 кэв до 5 Мэв) была одинакова с точностью $\pm 2\%$ (с учетом точности сравнения мощностей источников $\pm 1,5\%$).

Мишени из делящихся изотопов представляли собой полые сферы с наружным диаметром 40 мм и внутренним—34 мм, с отверстием для ввода источника нейтронов диаметром 21 мм. Геометрические размеры сфер были выдержаны с точностью $\pm 0,05 \text{ мм}$. Во время измерений сферы были окружены кадмием толщиной 0,8 мм и заключены в латунные цилиндрические футляры толщиной 0,5 мм. Изотопный состав мишеней приведен в табл. 3.

Результаты измерений и поправки. Как указано выше, величина $\frac{N_1-N_2}{N_2}$ [соотношение

Таблица 3

Данные мишеней из делящихся изотопов

Изотоп	Лигатурный вес г	Чистый вес основного изотопа г	Примеси %	Примечания
U^{233}	223,6	220,13	1,35	—
U^{235}	224,9	202,41	U^{238} — 9,83 Другие— 0,07	
Pu^{239}	190,45	183,3	Pu^{240} — $\leq 1,8$ Ga—1,7 Другие— 0,2	Примесь Pu^{240} определялась по числу нейтронов от спонтанного деления

(5)] получалась в результате двух измерений: с мишенью вокруг источника Sb+Be и с мишенью вдали от источника (на расстоянии около 20 см). Оставление мишени в полости во время второго измерения приводило к тому, что эффект от нейтронов возврата в величине $\frac{N_1-N_2}{N_2}$ практически исключался.

Для исключения эффекта захвата нейтронов футляром и кадмием, в которые упакована мишень, в полость помещался аналогичный футляр с кадмием, который во время измерений менялся местами с мишенью. Несмотря на это, в измеряемую величину $\frac{N_1-N_2}{N_2}$ необходимо было вносить поправку $\sim 1,2\%$, учитывая непосредственное воздействие нейтронов источника на мишень ($\sim 0,8\%$) и эффект нейтронов возврата ($\sim 0,4\%$) при измерении скорости счета N_2 , когда мишень находится вдали от источника. Измеренные значения величины $\frac{N_1-N_2}{N_2}$ с учетом указанных выше поправок и поправки на захват нейтронов, обусловленный примесью U^{238} в мишени U^{235} , оказались равными: для U^{233} —0,0861 $\pm$

$\pm 0,0008$, для U^{235} —0,0438 $\pm 0,0004$, для Pu^{239} —0,0437 $\pm 0,0004$.

Однако в эти значения необходимо внести еще ряд дополнительных поправок, учитывающих геометрию опыта, особенности источника нейтронов и регистрирующего устройства:

а) Вследствие неточности источника Sb+Be коэффициент поглощения в мишени возрастает из-за увеличения длины пролета нейтронов в мишени. Учет этого эффекта производился чисто геометрическим расчетом и для использованных мишеней поправка составила 6%.

Одновременно с этим к увеличению эффекта поглощения нейтронов мишенью приводит многократное рассеяние первичных нейтронов в самом делящемся веществе и в футляре, окружающем мишень. Расчет поправки сводился к вычислению отношения коэффициентов поглощения для реального случая с учетом блок-эффекта, многократного рассеяния в мишени и рассеяния в футляре и для случая бесконечно тонкого слоя без футляра. При этом считалось, что нейтроны с энергией 30 кэв рассеиваются изотропно. Поскольку в расчет поправки входит сама искомая величина сечения деления, использовался метод последовательных приближений. При этом был получен быстро сходящийся результат, так как неопределенность в величине σ_f очень слабо влияет на точность определения поправки. В результате расчета получены следующие значения поправок: для U^{233} —0,81; U^{235} —0,79 и Pu^{239} —0,82.

б) Поправки на саморазмножение нейтронов, учитывающие взаимодействие вторичных нейтронов с мишенью, вычислены нами ранее [11] и равны: для U^{233} —1,10; U^{235} —1,05 и Pu^{239} —1,10.

При расчете σ_f по формуле (5) в нее следует подставлять значения ν и $\nu_{\text{эфф}}$, умноженные на эти поправочные коэффициенты.

в) Поправка на наличие нейтронов с энергией 400 кэв в источнике Sb+Be вводилась на основании измеренного нами хода сечений деления и хода $\nu_{\text{эфф}}$ [11] и равна для U^{233} $\sim +2,5\%$, для U^{235} $\sim +3,5\%$, для Pu^{239} $\sim -2\%$.

г) Поправка на просчеты импульсов в регистрирующей системе определялась экспериментально методом двух источников и оказалась равной 1,2% для всех образцов.

В табл. 4 приведены значения $\frac{N_1-N_2}{N_2}$, используемые в расчетах сечений деления σ_f ,

мер со слоем Pu^{240} и со слоем Pu^{239} в одном и том же потоке тепловых нейтронов. Вес количества вещества в камере со слоем Pu^{239}

Таблица 4

Сводка данных для определения абсолютных значений σ_f U^{233} , U^{235} и Pu^{239} для нейтронов с энергией 30 кэв

	U^{233}	U^{235}	Pu^{239}
$\frac{N_1-N_2}{N_2}$	$0,0861 \pm 0,0008$	$0,0438 \pm 0,0004$	$0,0437 \pm 0,0004$
ν	$2,60 \pm 0,07$	$2,50 \pm 0,06$	$2,9 \pm 0,07$
$\nu_{\text{эфф}}$	$2,25 \pm 0,07$	$1,86 \pm 0,04$	$2,01 \pm 0,05$
n	$0,0131 \times 10^{24}$	$0,0122 \times 10^{24}$	$0,0107 \times 10^{24}$
σ_f (в барнах)	$3,06 \pm 0,16$	$2,21 \pm 0,12$	$1,79 \pm 0,11$

а также вычисленные по формуле (5) абсолютные значения σ_f , U^{233} , U^{235} и Pu^{239} для нейтронов с энергией около 30 кэв. Значения

определялись по счету осколков деления, образующихся под действием нейтронов источника $\text{Sb}+\text{Be}$ известной мощности, и по изме-

Таблица 5

Значения эффективных сечений деления U^{233} , U^{235} и Pu^{239} (в барнах)

Изотоп	$\text{Sb}+\text{Be}$ (~30 кэв)	$\text{Na}+\text{D}_2\text{O}$ (~250 кэв)	$\text{Na}+\text{Be}$ (~900 кэв)	Имитирующий спектр деления (~2 Мэв)	$\text{Po}-\gamma-\text{Be}$ (~5 Мэв)
U^{233}	$3,06 \pm 0,16$	$2,11 \pm 0,13$	$1,83 \pm 0,11$	$1,86 \pm 0,11$	$1,96 \pm 0,12$
U^{235}	$2,21 \pm 0,12$	$1,28 \pm 0,08$	$1,24 \pm 0,08$	$1,22 \pm 0,08$	$1,37 \pm 0,09$
Pu^{239}	$1,79 \pm 0,11$	$1,58 \pm 0,10$	$1,79 \pm 0,12$	$1,86 \pm 0,13$	$2,10 \pm 0,13$

эффективных сечений деления этих изотопов для нейтронов других энергий приведены в табл. 5.

III. Измерение абсолютных значений σ_f для Pu^{240}

Измерение абсолютных значений эффективных сечений деления Pu^{240} для нейтронов различных энергий производилось при помощи методики, примененной при измерениях относительных значений σ_f для U^{233} , U^{235} и Pu^{239} . Число ядер Pu^{240} в камере могло быть определено по числу спонтанных делений. Полагая, что в 1 г Pu^{240} происходит $1,6 \cdot 10^6$ делений в час [15], был определен эффективный вес Pu^{240} в камере ($2,0 \pm 0,2$ мг). Примесь Pu^{239} в слое Pu^{240} определялась сравнением скоростей счета идентичных ка-

ренному нами сечению деления для этих нейтронов.

Абсолютные значения мощностей источников нейтронов Q определялись при помощи всеволнового индикатора сравнением их со стандартным источником, мощность которого была известна с точностью $\pm 3\%$.

При определении потока нейтронов, падающих на слой, учитывалось относительное расположение источника нейтронов и слоя, а также неточность источника и анизотропия нейтронов, испускаемых им. Для сведения к минимуму фона от наложений импульсов α -частиц в камере с Pu^{240} собирающий электрод был разделен на две половины и осколки деления регистрировались соответственно двумя усилителями.

Результаты измерений абсолютных значений сечений деления Pu^{240} для нейтро-

нов различных энергий приведены в табл. 6.

Таблица 6

Значения эффективных сечений деления Pu^{240}
(в барнах)

Sb+Be (~30 кэв)	Na+D ₂ O (~250 кэв)	Na+Be (~900 кэв)	Po-α-Be (~5 Мэв)
0+0,1	0+0,1	1,3±0,15	1,4±0,15

IV. Обсуждение результатов измерений

Сопоставление полученных нами эффективных сечений деления U^{233} , U^{235} и Pu^{239} с данными «Атласа эффективных нейтронных сечений элементов» [16] показывает хорошее согласие результатов.

Хорошее согласие в пределах точности измерений имеется также с данными работы [17] по U^{233} и с данными работы [19] по U^{233} и U^{235} . Однако данные работы [17] по Pu^{239} и U^{235} существенно отличаются как от наших данных, так и от опубликованных в «Атласе».

Результаты, приведенные в табл. 6, дают возможность сделать вывод о том, что порог деления Pu^{240} лежит в интервале между 250 и 900 кэв. Следует отметить, что полученные в настоящей работе значения сечений деления Pu^{240} находятся в согласии в пределах точности измерений со значением $(1,6 \pm 0,3)$, приведенным в докладе [18].

В заключение авторы выражают благодарность П. Е. Спиваку за помощь в постановке работы и обсуждении ее результатов.

Поступила в редакцию 24 IV 1956 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Wattenberg, Phys. Rev. **71**, 497 (1947).
2. R. Culp, B. Hamermesh, Phys. Rev. **93**, 1025 (1954).
3. B. Hamermesh, M. Hamermesh, A. Wattenberg, Phys. Rev. **76**, 611 (1949).
4. E. P. Meiners, Phys. Rev. **76**, 259 (1949).
5. J. O. Elliot, W. I. McGarry, W. R. Faust, Phys. Rev. **93**, 1348 (1954).
6. N. H. Lazar, Phys. Rev. **95**, 292 (1955).
7. B. Hamermesh, C. Kimball, Phys. Rev. **90**, 1063 (1953).
8. J. E. Brolley, W. C. Dickinson, R. L. Henkel, Phys. Rev. **95**, 651 A (1954).
9. J. E. Brolley, W. C. Dickinson, R. L. Henkel, Phys. Rev. **99**, 159 (1955).
10. J. E. Brolley, W. C. Dickinson, Phys. Rev. **94**, 640 (1954).
11. П. Е. Спивак, Б. Г. Ерозолимский, Г. А. Дорофеев, В. Н. Лавренчик, И. Е. Кутиков, Ю. П. Добрынин, Атомная энергия, № 3, 13 (1956).
12. В. И. Калашникова, В. П. Захарова, В. И. Лебедев, П. Е. Спивак, Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии, 1—5 июля 1955 г. (Заседания отд. физ.-матем. наук). Изд. АН СССР, 1955, стр. 166.
13. R. B. Leachman, Determination of fission quantities of importance to reactors (Доклад № 592, представленный США на Международную конференцию по мирному использованию атомной энергии, 1955).
14. В. И. Калашникова, В. И. Лебедев, П. Е. Спивак, Атомная энергия, 2, 18 (1957).
15. O. Chamberlain, G. W. Farwell, E. Segre, Phys. Rev. **94**, 156 (1954).
16. D. J. Hughes, J. A. Harvey, Neutron Cross Sections, McGraw-Hill Comp., N. Y., 1955.
17. D. Steinschneider, V. Naggia, F. Netter (Доклад № 355, представленный Францией на Международную конференцию по мирному использованию атомной энергии, 1955).
18. Ю. С. Замятин, Атомная энергия. Приложение № 1 (в печати).
19. Г. В. Горлов, Б. М. Гохберг, В. М. Морозов, Г. А. Отрошенко, В. А. Жигин (будет опубликовано).