

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P3 - 5113



Ю.В. Рябов, Со Дон Сик, Н. Чиков, М.А. Куров

ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

ИЗМЕРЕНИЕ ОТНОШЕНИЯ СЕЧЕНИЙ
РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА И ДЕЛЕНИЯ (α)
ДЛЯ УРАНА-235 И ПЛУТОНИЯ-239
В РЕЗОНАНСНОЙ ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ НЕЙТРОНОВ

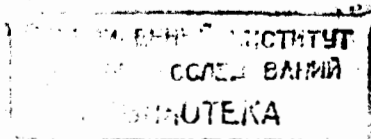
1970

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
БИБЛИОТЕКА

РЗ - 5113

Ю.В. Рябов, Со Дон Сик, Н. Чиков, М.А. Куров

ИЗМЕРЕНИЕ ОТНОШЕНИЯ СЕЧЕНИЙ
РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА И ДЕЛЕНИЯ (α)
ДЛЯ УРАНА-235 И ПЛУТОНИЯ-239
В РЕЗОНАНСНОЙ ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ НЕЙТРОНОВ



В в е д е н и е

При проектировании реакторов на промежуточных и быстрых нейтронах необходимо знать энергетическую зависимость величины $\eta(E) = \bar{\nu} \sigma_f(E) / \sigma_a(E)$ (где $\bar{\nu}$ - среднее число испускаемых нейтронов на акт деления, $\sigma_f(E)$ и $\sigma_a(E)$ - сечения деления и поглощения нейтронов, соответственно) в широкой области энергий. Требуемая точность определения должна быть не хуже $\pm 5\%/1/$. Для этой цели были разработаны прямые методы измерения $\eta(E)$ /2,3,4/. Однако до сих пор эти методы применялись в ограниченной области энергий нейтронов (до 200 эв в наиболее благоприятном для измерений случае урана-235/4/).

Энергетическую зависимость $\eta(E)$ можно также получить через параметр α - отношения сечения радиационного захвата к сечению деления - из соотношения $\eta(E) = \bar{\nu} / [1 + \alpha(E)]$. Даже невысокая точность измерения величины $\alpha(E)$, не превышающая (10 + 20)%, оказывается достаточной для достижения точности в (2 + 5)% при определении $\eta(E)$ для типичных в промежуточной области энергий величин $\alpha \approx (0,2 + 0,4)$.

Использование больших жидкостных сцинтилляционных детекторов с введенным в раствор кадмием/5/ позволяет достаточно надежно измерять $\alpha(E)$ в энергетической области от нескольких эв до нескольких десятков кэв.

Следует отметить, что наибольшие методические трудности при измерениях $\sigma_f(E)$ и $\alpha(E)$ встречаются в энергетической области от 300 - 500 эв до 10 + 20 кэв. В этой области нейтронные спектрометры по времени пролета имеют в большинстве случаев "плохое" разрешение,

а электростатические генераторы в качестве источников монохроматических нейтронов еще не могут быть использованы. Этим, по-видимому, объясняется весьма ограниченное количество данных в этой энергетической области и существенные расхождения в величинах $\sigma_1(E)$ и $\alpha(E)$, полученных разными авторами.

Методика измерений

Измерения производились методом времени пролета на импульсном быстром реакторе ОИЯИ/8/ при средней мощности 3 квт, частоте следования нейтронных импульсов 5 в сек и пролетном расстоянии 1010 м.

В качестве детектора использовался жидкостный сцинтилляционный детектор объемом 500 литров на основе толуола с добавками пара-терфенила и ПОПОП. С помощью обезвоженного метилового спирта в раствор был введен пропионовокислый кадмий в количестве, обеспечивающем отношение числа ядер кадмия к числу ядер водорода равное 0,004.

Принцип регистрации делений и радиационных захватов основан на том факте, что деление сопровождается испусканием мгновенных γ -лучей и нейтронов, а радиационный захват — только γ -лучей.

Регистрация акта деления соответствует задержанное совпадение двух событий:

1) испускания мгновенных γ -лучей деления, фиксирующих момент деления, и 2) захвата кадмием одного из замедлившихся нейтронов деления, фиксирующего сам факт деления, и дающего в результате каскад в среднем из четырех γ -квантов с полной энергией 9,2 Мэв. Время, разделяющее эти события, определяется средним временем жизни нейтрона в детекторе до захвата, которое равняется 8 мксек. Радиационный захват нейтрона образцом сопровождается испусканием нескольких γ -квантов с полной энергией, равной энергии связи нейтрона в образовавшемся ядре. Подробные данные о детекторе и его характеристики приведены в работе авторов/5/.

В зависимости от режима работы детектора пороги регистрации γ -лучей деления и радиационного захвата устанавливались равными

0,3 + 0,7 Мэв, а нейтронов деления — 0,8 + 1,5 Мэв. При этом эффективности регистрации актов деления и радиационного захвата, измеренные методом, подробно описанным в работе/5/, составляли 40-60% и 20-30%, соответственно.

Измерения и обработка

Временные спектры регистрировались двумя 4096-канальными анализаторами с ширинами каналов в группах 32, 16 и 8 мксек для энергетических интервалов 0,15 + 5 эв; 5 + 100 эв и 0,1 + 30 кэв, соответственно.

Корректный учет фона в спектрах деления и радиационного захвата, особенно в области энергий выше 500 + 1000 эв, является основной проблемой при измерениях на нейтронном спектрометре по времени пролета. В настоящих измерениях различные компоненты фона учитывались следующим образом:

1. Постоянный фон, создаваемый радиоактивностью помещения, космическим излучением и естественной γ -активностью образца, не зависит от времени и учитывается достаточно точно в измерениях без работающего реактора. Кроме того, между чувствительным объемом детектора и образцом помещался свинцовый фильтр толщиной 0,6 см, что позволило понизить постоянный фон в 2-3 раза по сравнению с работой/7/ за счет уменьшения эффективности регистрации "мягких" γ -квантов, возникающих в результате интенсивного α -распада ядер образца.

2. Фоны, связанные с нейтронным пучком реактора

а) Для исключения фона от рециклических нейтронов в области энергий до 20 эв измерения проводились с помещенным в пучок кадмиевым фильтром ($n\sigma_{Cd}^T = 22,4$), а выше 20 эв — с борным фильтром ($n\sigma_B^T = 15$).

б) Для определения фона случайных совпадений при регистрации делений использовался метод задержанных совпадений. Величина задержки составляла 40 мксек, что в 5 раз превышает среднее время жизни нейт-

рона до захвата в детекторе. Этот метод достаточно точно учитывает фон в том случае, когда сечение меняется плавно (в области неразрешенных резонансов) и когда аппаратурная полуширина резонанса более чем в 3 раза превышает величину задержки (в области разрешенных резонансов при низких энергиях).

В том случае, когда полуширина резонанса превосходит задержку при измерении фона не более, чем в 3 раза, экспериментальная кривая фона умножалась на фактор $k = [1 - (\tau/2\theta)^2]^{-1}$, где 2θ - аппаратурная полуширина резонанса, τ - задержка при измерении фона. Вид поправки определен в работе авторов/8/.

в) Для учёта фона, связанного с рассеянием нейтронов пучка на коллиматорах, заглушках нейтронновода, конструкционных материалах детектора и т.д., а также фона запаздывающих нейтронов реактора, нейтронный пучок перекрывался фильтрами из серебра, кобальта, марганца, натрия и титана с толщинами $2,9 \cdot 10^{-3}$ ядер-барн;

($n\sigma = 5,3$ для $E_0 = 5,2$ эв); $2,8 \cdot 10^{-3}$ ядер/барн;

($n\sigma = 11,0$ для $E_0 = 132$ эв); $5,9 \cdot 10^{-3}$ ядер/барн;

($n\sigma = 21$ для $E_0 = 337$ эв и $n\sigma = 2,7$ для $E_0 = 2350$ эв);

$1,9 \cdot 10^{-2}$ ядер/барн ($n\sigma = 8,7$ для $E_0 = 2850$ эв) и $4 \cdot 10^{-2}$ ядер-барн

($n\sigma = 6,1$ для $E_0 = 17500$ эв), соответственно. Счёт детектора в резонансах, принадлежащих этим изотопам, принимался равным фону из-за полного выведения из пучка нейтронов соответствующих энергий. Так как этот фон являлся основным фоном при высоких энергиях в канале радиационного захвата, то для его уменьшения по сравнению с первыми измерениями/7/ нейтронный пучок формировался за пределами экспериментального помещения, что заметно снизило рассеяние быстрых нейтронов на конструкционных материалах.

г) Вклад нейтронов, потенциально рассеянных исследуемым изотопом, примесями и улавкой образца, в экспериментальный спектр радиационного захвата во всем энергетическом интервале определялся из отдельных измерений с образцами свинца, имеющими одинаковые с исследуемым изотопом форму, улавку, химическое соединение и $(n\sigma)_{Pb} = (n\sigma)_{U,Pu}$

Так как сечения потенциального рассеяния свинца, урана и плутония близки по величине ($11,0 + 11,4$ барн/9/), то, предполагая, что σ_p мало изменяется с энергией в исследуемой области, измерения с образцом свинца, заменяющим исследуемый образец, позволяют достаточно надежно определить экспериментальный вклад потенциального рассеяния. Однако для улучшения отношения эффект-фон и уменьшения возможных систематических ошибок при определении вклада нейтронов потенциального рассеяния в спектр радиационного захвата между чувствительным объемом детектора и образцом помещался цилиндрический фильтр из 6Li толщиной 3 см ($n\sigma_{na} \approx 8,4$ для $E = 10$ эв; $n\sigma_{na} \approx 2,9$ для $E = 100$ эв и $n\sigma_{na} \approx 1,1$ для $E = 1$ кэв/7/). В настоящей работе использовались фильтры из ${}^{10}B$ с парафином, позволившие увеличить $n\sigma_{na}$ в 3 + 4 раза. Для уменьшения рассеяния нейтронов пучка на воздухе внутри цилиндрического отверстия детектора этот объем откачивался до давления 1 мм рт. ст.

Кроме того, по всей длине 1000-метрового нейтронновода в пучке оставлялось минимальное количество посторонних материалов (алюминиевые вакуумные заглушки), которые в первых измерениях/7/ не только уменьшали нейтронный поток, но и искажали его вблизи нейтронных резонансов марганца ($E_0 = 0,337$ и $2,35$ кэв) и алюминия ($E_0 = 36$ кэв), что также могло привести к появлению систематических ошибок в этих энергетических областях.

Все это позволило понизить суммарный фон в канале регистрации актов радиационного захвата в наиболее трудной для измерений области энергий $10 + 30$ кэв с $\approx 50\%$ /7/ до $\approx 30\%$ для $U-235$ и с $\approx 70\%$ /7/ до $\approx 40\%$ для $Pu-239$. Суммарный фон в канале регистрации актов деления в той же области энергий для $U-235$ и $Pu-239$ уменьшился приблизительно на 30%.

Вклады всех рассмотренных фонов считались статистически независимыми и при обработке суммировались, что, по-видимому, справедливо, так как просчёты из-за наложения импульсов в пределах мертвого времени регистрирующих систем не превышали 1% и учитывались при обработке.

Измерения временных спектров деления и радиационного захвата велись одновременно на двух анализаторах, серии измерений эффекта и фона чередовались, и полученная информация периодически по кабелю передавалась на электронную вычислительную машину (ЭВМ), где записывалась на магнитную ленту. По окончании все измерения серий одного типа с магнитной ленты передавались в память ЭВМ, суммировались, исправлялись на просчёты и обрабатывались в соответствии с описываемой ниже процедурой.

Сечение деления определялось из выражения

$$\sigma_f(E_i) = \frac{N_f(i)}{N_{BF_3}(i)} \frac{\Delta N_{BF_3}^T}{\Delta N_f^T} \sigma_f(E_T) \sqrt{\frac{E_T}{E_i}} \quad (1)$$

где $N_f(i)$ и ΔN_f^T - число актов деления, зарегистрированных в i -том канале анализатора и при энергии E_T ; $N_{BF_3}(i)$ и $\Delta N_{BF_3}^T$ - число отсчетов "тонкого" борного счётчика в том же канале анализатора и при энергии E_T ; $\sigma_f(E_T)$ - сечение деления при энергии E_T ; E_i - энергия, соответствующая i -каналу анализатора.

Калибровка по тепловым сечениям, которые принимались равными (582±5) барн для U-235 и (742±4) барн для Pu-239 /9/, осуществлялась с использованием рециклических нейтронов и подробно описана в работах /10, 11/.

Ход нейтронного потока измерялся глоской батареей из 10 "тонких" счётчиков, наполненных обогащенным BF_3 (87,4% ^{10}B) при давлении 600 мм рт.ст. Фон счётчиков при работающем реакторе определялся с помощью перекрывающих лучок резонансных фильтров, о которых упоминалось выше.

Величина отношения сечений радиационного захвата и деления

$$\alpha(E_i) = \sigma_c(E_i) / \sigma_f(E_i) \quad \text{определялась из выражения}$$

$$\alpha(E_i) = \frac{N_y(i)}{N_f(i)} \frac{\epsilon_f}{\epsilon_c} - \frac{W}{\epsilon_c} \quad (2)$$

где $N_y(i)$ - число зарегистрированных в i -канале анализатора импульсов по каналу регистрации актов радиационного захвата; $N_f(i)$ - число зарегистрированных в том же канале анализатора актов деления; ϵ_f, ϵ_c - эффективности регистрации детектором актов деления и радиационных захватов; W - "эффективность" регистрации по каналу радиационного захвата актов, относящихся к делению.

Выражение (2) является линейным уравнением, связывающим счёт детектора $N_y(i)/N_f(i)$ с определяемой величиной $\alpha(E_i)$. Коэффициенты $A = \epsilon_f/\epsilon_c$ и $B = W/\epsilon_c$ этого уравнения могут быть найдены из нормировки на известные значения α_0 и в основном характеризуют методику измерений. В работе авторов /7/ при нормировке использовались значения α_0 для тепловой энергии $\alpha(U-235) = 0,17$; $\alpha(Pu-239) = 0,37$, известные с точностью (1 ± 5)%. Эффективности ϵ_f и ϵ_c определялись в отдельных измерениях. Однако такой метод нормировки при относительно высокой точности не дает уверенности в "линейности" методики регистрации актов деления и радиационного захвата при определении $\alpha(E)$ в интервале 0,5 - 2,0, которому принадлежат и значения $\alpha(E)$ в представляющей наибольший интерес области энергий нейтронов 0,1 - 20 кэВ. Поэтому в настоящих измерениях при нормировке использовались значения α_0 для 12 и 14 хорошо разрешенных резонансов Pu-239 и U-235, соответственно. Погрешность нормировочных значений α_0 для отдельных резонансов лежит в пределах от 10 до 40%. Для определения коэффициентов A и B методом наименьших квадратов были использованы все известные данные по α_0 с учётом их веса, определяемого в соответствии с указанной авторами ошибкой. Нормировка измерений $\alpha(E) U-235$ проводилась по хорошо согласующимся данным работ /12, 13, 14/. Нормировочные значения для Pu-239 /15/ приведены в таблице 1. При расчёте коэффициентов A и B учитывался также вес отношения $\frac{N_y(i)}{N_f(i)}$

для каждого резонанса, который определялся в соответствии с величиной его статистической ошибки.

В дополнительных измерениях с образцом U-238, помещенным на место исследуемого образца U-235, был экспериментально определен вклад радиационного захвата примесей в α для U-235.

Таблица I.
Значения α разрешенных резонансов
для калибровки

Pu -239, использованные

Лаборатория	Sachay [19 J]	ANU [3 J]	BNU [9 J]	Nazwecc [15 J]	ORNL-RPI [15 J]	LBNL [8 J]		
							Литр ОМН	
7,83	0,35±0,09	0,98±0,10	1,04±0,09	1,04±0,1	0,85±0,02	0,84±0,04	0,87±0,07	0,85±0,02
10,97	0,38±0,08	0,22±0,10	0,32±0,08	0,36±0,08	0,27±0,05	0,24±0,03	0,27±0,04	0,35±0,08
11,97	1,75±0,25	1,86±0,35	1,86±0,20	1,59±0,20	1,56±0,10	1,52±0,10	1,38±0,21	1,54±0,16
14,36	0,51±0,14	0,66±0,16	0,82±0,20	0,67±0,13	0,55±0,02	0,58±0,04	0,67±0,10	-
14,75	1,25±0,07	1,21±0,18	1,32±0,25	1,31±0,13	1,13±0,05	1,11±0,08	1,25±0,14	-
17,69	1,15±0,04	0,84±0,21	1,04±0,2	1,15±0,10	1,14±0,05	-	0,92±0,13	1,04±0,08
22,33	0,71±0,07	0,46±0,24	0,59±0,14	0,76±0,07	0,64±0,01	-	0,71±0,06	0,80±0,08
26,31	0,84±0,17	1,07±0,21	1,22±0,26	1,21±0,15	0,91±0,03	0,91±0,05	0,68±0,21	0,82±0,09
44,6	9,28±0,40	9,16±0,91	7,3±1,7	8,5±0,5	9,52±1,03	9,38±0,30	4,6±2,5	-
47,92	0,31±0,10	0,13±0,05	0,16±0,07	0,36±0,08	0,32±0,06	-	0,11±0,06	-
50,18	3,5±0,4	1,20±0,33	1,27±0,23	2,08±0,30	-	2,45±0,10	1,51±0,43	-
52,8	5,25±0,20	4,40±0,66	4,6±1,2	4,99±0,49	-	5,22±0,20	4,1±0,9	-

Подобная поправка на вклад радиационного захвата изотопа Pu-240 при измерениях α для Pu-239 не вводилась и соответствующая ошибка включалась в систематическую ошибку определения $\alpha(E)$.

При обработке считалось, что эффективности ϵ , и ϵ_0 постоянны в исследуемой области энергий нейтронов, так как полная энергия и множественность Y -лучей деления и радиационного захвата, а также среднее число мгновенных нейтронов на акт деления существенно не изменяются/16,17/. К тому же используемая методика регистрации актов деления и радиационного захвата мало чувствительна к небольшим изменениям множественности y -лучей и числа нейтронов на акт деления. Поэтому считалось, что коэффициенты A и B являются постоянными во всей исследуемой области энергий. Метод проверки постоянства эффективностей в резонансной области энергий подробно рассмотрен в работе авторов/5/.

Описанная выше методика измерений позволяет получать достаточно высокую статистическую точность (1 + 3%) за относительно короткое время измерений (10 + 20) час. Однако окончательная точность результатов определяется систематическими ошибками, связанными с учётом в экспериментальных спектрах переменного фона и вклада нейтронов, рассеянных образцом, а также ошибки нормировочных констант A и B. В проведенных различных сериях измерений величины A и B лежали, соответственно, в пределах 1,2 + 1,4 и 0,2 + 0,8 и были определены с точностью не хуже 5 и 15 + 20%, соответственно.

Значения α , полученные в настоящей работе, приведены в таблицах II и III. Окончательные результаты получены путем усреднения по сериям измерений с образцами различной толщины, а указанные ошибки характеризуют среднеквадратичный разброс данных этих серий. Усреднение также проводилось по энергетическим интервалам 0,1; 1,0; 5,0 и 10 кэВ для того, чтобы иметь возможность сравнивать полученные данные с данными других авторов, по возможности исключая влияние разрешения нейтронных спектрометров по времени пролета.

Таблица II
Усредненные величины $\langle \alpha(E) \rangle$ для U -235

ΔE эВ	$\langle \alpha(E) \rangle$	ΔE эВ	$\langle \alpha(E) \rangle$
100 - 200	0,776±0,073	3000-4000	0,480±0,050
200 - 300	0,538±0,050	4000-5000	0,421±0,043
300 - 400	0,500±0,049	5000-6000	0,267±0,029
400- 500	0,374±0,036	6000-7000	0,340±0,033
500 - 600	0,253±0,026	7000-8000	0,287±0,032
600 - 700	0,426±0,043	8000-9000	0,332±0,037
700 - 800	0,351±0,034	9000-10000	0,203±0,021
800 - 900	0,301±0,037	10000-15000	0,334±0,040
900 - 1000	0,458±0,043	15000-20000	0,370±0,045
1000-2000	0,352±0,037	20000-25000	0,373±0,047
2000-3000	0,400±0,041	25000-30000	0,347±0,048

Таблица III
Усредненные величины $\langle \alpha(E) \rangle$ для Pu -239

ΔE эВ	Толщина обрезки μ ядер/барн				$\langle \alpha(E) \rangle$
	8,7.10 ⁻⁴	5,8.10 ⁻⁴	2,85.10 ⁻⁴	1,42.10 ⁻³	
100-200	0,82±0,21	1,01±0,24	0,86±0,14	0,85±0,17	0,85±0,11
200-300	0,96±0,24	1,09±0,26	1,02±0,16	1,09±0,21	1,00±0,10
300-400	0,96±0,26	1,11±0,31	1,09±0,17	1,14±0,22	1,00±0,18
400-500	0,98±0,29	0,92±0,23	0,89±0,15	0,91±0,18	0,89±0,09
500-600	0,92±0,23	0,89±0,27	0,82±0,13	0,85±0,17	0,84±0,08
600-700	1,02±0,20	1,21±0,36	1,73±0,24	2,05±0,40	1,44±0,43
700-800	1,46±0,39	1,19±0,33	1,17±0,19	1,42±0,27	1,31±0,13
800-900	1,36±0,36	0,97±0,29	1,17±0,19	1,21±0,23	1,15±0,16
900-1000	1,35±0,37	1,06±0,32	1,16±0,18	1,43±0,28	1,21±0,18
1000-2000	1,15±0,22	0,96±0,29	1,06±0,17	1,19±0,23	1,04±0,13
2000-3000	1,34±0,25	1,01±0,26	1,17±0,19	1,08±0,26	1,09±0,18
3000-4000	0,95±0,21	0,72±0,20	1,09±0,18	1,11±0,22	0,96±0,14
4000-5000	0,80±0,19	0,70±0,21	0,77±0,14	0,85±0,18	0,78±0,05
5000-6000	1,02±0,24	0,76±0,18	0,88±0,17	0,83±0,18	0,82±0,14
6000-7000	1,07±0,21	0,61±0,17	0,68±0,14	0,72±0,16	0,75±0,18
7000-8000	0,88±0,22	0,58±0,15	0,45±0,11	0,46±0,13	0,60±0,17
8000-9000	0,62±0,20	0,43±0,12	0,46±0,11	0,51±0,16	0,50±0,07
9000-10000	0,44±0,18	0,51±0,14	0,50±0,13	0,39±0,15	0,43±0,08
10000-20000	0,34±0,15	0,40±0,13	0,41±0,14	0,33±0,11	0,37±0,05

Таблица IV

Сравнение средних сечений $\langle \sigma_j(\epsilon) \rangle$ для U-235

$\Delta E \approx \nu$	$\langle \sigma_j(\epsilon) \rangle$	$\langle \sigma_j \rangle [18]$	$\langle \sigma_j \rangle [13]$
10-20	46,09	-	48,62
20-30	35,05	-	35,66
30-40	52,12	52,20	50,48
40-50	32,21	31,91	30,88
50-60	51,10	62,55	55,74
60-70	17,88	15,13	16,21
70-80	30,37	34,24	29,22
80-90	25,68	28,65	25,63
90-100	23,00	21,91	23,98
100-200	21,39	21,56	21,31
200-300	20,83	21,75	20,52
300-400	13,11	13,21	14,38
400-500	12,98	14,69	13,19
500-600	15,00	15,43	14,59
600-700	12,00	11,48	11,72
700-800	11,10	10,99	10,89
800-900	8,93	7,82	8,59
900-1000	8,74	7,93	7,87
1000-2000	7,84	7,65	7,55
2000-3000	5,70	5,46	5,76
3000-4000	4,88	4,72	4,89
4000-5000	4,54	4,01	4,50
5000-6000	3,79	3,46	4,27
6000-7000	3,56	3,15	3,79
7000-8000	2,65	3,03	3,55
8000-9000	3,25	3,03	3,51
9000-10000	3,45	3,25	3,42
10000-15000	3,14	2,77	2,80
15000-20000	2,81	-	-
20000-25000	2,60	-	-
25000-30000	2,42	-	-

Таблица V

Сравнение резонансных интегралов $\int \sigma_j(\epsilon) \frac{d\epsilon}{\epsilon}$ бэрн для U-235

ΔE_i	[7]	[7]	Настоящая работа [4]	[13]	[13]	[18]	[19]
0,15 - 0,35	145,1	149,1					
0,35 - 0,45	28,6	30,4					
0,45 - 0,50	8,8	10,7					9,3
0,50 - 0,55	6,9	7,0		9,45			7,46
0,55 - 0,70	15,0	15,4		16,07			15,26
0,70 - 1,00	19,6	20,1		20,49			20,33
1,0 - 1,3	18,0	18,8		18,88		20,54	18,76
1,3 - 1,8	5,6	5,2		5,86		5,55	5,59
1,8 - 4,5	16,0	14,9		15,74		16,36	15,81
4,5 - 5,0	0,88	0,84		0,8		0,85	0,8
5,0 - 7,4	8,9	8,2		9,7		10,49	9,8
7,4 - 10,0			21,93	24,3	23,83	26,12	24,7
10,0 - 15,0			15,99	17,4	16,93	18,03	17,2
15,0 - 20,5			15,27	16,9	15,60	17,07	17,1
20,5 - 33,0			16,19	18,0	16,76	19,1	16,4
33,0 - 41,0			14,79	13,5	12,32	15,2	13,8
41,0 - 60			15,87	16,3	16,43	19,9	17,9
60 - 73			4,56	3,7	4,5	5,1	17,51
73 - 100			8,07	6,8	7,4	8,9	13,68
100 - 113			2,22	1,8	2,2	2,3	18,12
							4,59
							7,81
							2,05

ΔE_i	[7]	[7]	[4]	[13]	[13]	[18]	[18]
I13 - 200			I2,05	I0,7	I2,0		I2,52
200 - 300			8,33		8,4		8,51
300 - 1000			I4,61		I4,9		I4,75
I000 - 3000			7,61		7,6		7,7
3000 - 10000			4,72		5,1		5,0
I0000 - 20000			2,09		I,9		3,3
20000 - 30000			I,04				

Таблица У1
Сравнение интегральных оценок долики $\int \delta_i(t) dt$ вари. эв для U-235

$\Delta E_{эв}$	[7]	[7]	Настоящая часть работы	[4]	[13]	[13]	[18]	[14]	[14]
0,15 - 0,35	34,82		34,58						
0,35 - 0,45	10,97	I1,13	11,63						
0,45 - 0,50	4,19	4,09	4,96	4,47			4,39		
0,50 - 0,55	3,60	3,79	3,65	3,97			3,9		
0,55 - 0,70	9,14	9,11	9,35	9,96			9,41		
0,70 - 1,00	16,99	16,1	16,73	17,25			17,04		
1,0 - 1,5	19,58	19,56	21,0	21,16			20,95		
1,5 - 1,8	8,5	8,27	7,9	8,83			8,45		
1,8 - 4,5	47,2	43,6	44,0	46,49			46,52		
4,5 - 5,0	4,1	3,9	4,3	3,8			4,1		
5,0 - 7,4	36,5	31,5	31,0	31,4			32,1		
7,4 - 10,0			195,3	201,0	216,4	212,4	219,2	210,1	210,2
10,0 - 15,0			200,9	197,7	218,7	213,0	216,7	202,9	206,3
15,0 - 20,5			280,4	278,8	310,9	286,8	315,6	291,4	290,7
20,5 - 33,0			415,0	417,0	459,8	427,1	415,6	447,2	411,2
33,0 - 41,0			461,8	416,0	484,0	445,0	495,0	492,0	471,7
41,0 - 60			808,1	830,0	839,0	839,0	918,0	925,0	843,1
60 - 73			306,4	250,0	301,0	301,0	310,0	310,0	288,6
73 - 100			657,9	580,0	631,0	631,0	666,0	666,0	613,8
100 - 113			236,9	184,0	230,0	230,0	216,0	216,0	199,8

113 - 200	1821,3	1589,0	1798,0	1876,0	1750,5	1642,0
200 - 300	2058,1		2059,0	2082,0	1767,9	
300 - 1000	8129,7		8106,0	8106,0	6974,0	
1000 - 3000	13241,4		13310,0	13220,0	13278,0	
3000 - 10000	26665,0		27850,0	27370,0		
10000 - 20000	30914,0		26690,0	46840,0		
20000 - 30000	25774,0					

Таблица VII

Сравнение средних сечений $\langle \sigma_j(\epsilon) \rangle$ для $Ru-239$

ΔE эВ	$\langle \sigma_j(\epsilon) \rangle$	$\langle \sigma_j(\epsilon) \rangle$ [3]	$\langle \sigma_j(\epsilon) \rangle$ [19]	$\langle \sigma_j(\epsilon) \rangle$ [20]
5,5 - 10,0	26,2	-	-	-
10,0-20,0	91,8	103,8	-	-
20,0-30,0	26,4	32,8	36,5	42,1
30,0-40,0	3,5	3,8	2,7	2,2
40,0-50,0	19,0	26,1	28,5	24,6
50,0-60,0	50,8	71,8	77,4	72,3
60,0-70,0	46,6	53,8	64,0	54,9
70,0-80,0	47,6	63,5	70,2	59,5
80,0-90,0	61,9	66,4	80,4	61,5
90,0-100,0	31,4	27,7	37,4	26,1
100,0-200,0	18,1	19,6	21,7	17,8
200,0-300,0	17,8	17,5	20,8	16,8
300,0-400,0	5,8	9,8	12,9	16,8
400,0-500,0	3,7	10,1	10,6	16,8
500,0-600,0	16,4	10,8	16,1	20,4
600,0-700,0	4,6	3,7	5,3	21,0
700,0-800,0	6,1	5,5	6,4	27,1
800,0-900,0	6,1	6,2	6,0	33,1
900,0-1000,0	8,5	7,7	8,1	39,6
1000-2000	4,9	4,0	5,4	6,2
2000-3000	3,2	3,4	3,9	2,6
3000-4000	3,1	3,5	3,4	2,7
4000-5000	2,6	2,7	2,9	2,3
5000-6000	1,8	2,8	3,2	2,7
6000-7000	1,9	2,7	-	2,2
7000-8000	2,1	1,9	-	2,2
8000-9000	2,0	2,1	-	2,5
9000-10000	1,8	2,3	-	2,1
10000-15000	1,5	3,1	-	2,2
15000-20000	1,6			

Результаты и обсуждения

На рис. 1,2,3,4 представлены сечения деления $\sigma_f(E)$ и $\alpha(E)$ для U-235 и Pu-239 в исследованном энергетическом интервале.

Сравнение полученных в настоящей работе данных о сечениях деления с опубликованными экспериментальными данными других авторов проводится в таблицах IV, V, VI и VII. Несмотря на то, что сечения деления U-235 и Pu-239 тщательно исследуются, последние 10 + 15 лет в различных лабораториях/2,4,13,14,18,19,20,21/ разброс значений $\langle \sigma_f(E) \rangle$ для U-235 определен в (5 + 10)%, а для Pu-239 — в (20+500)%.

При этом разброс данных значительно превышает ошибки, указанные авторами, и, в основном, относится к энергетической области выше 100 эв. Следует отметить, что от всех данных существенно отличаются данные работы/20/ для Pu-239, полученные при ядерном взрыве с высоким энергетическим разрешением и низким фоном, что соответствует наилучшим, по мнению авторов этой работы, условиям измерений. Для объяснения такого разброса данных следует предположить, что в указанной области энергий на точность измерений влияют некоторые плохо учитываемые факторы, зависящие, по-видимому, от характеристик нейтронных спектрометров по времени пролета и используемых методов регистрации актов деления.

Сравнение полученных в настоящей работе данных об отношении сечений радиационного захвата и деления с имеющимися экспериментальными данными/18,13,21,22/ для U-235 и Pu-239 проводится на рис. 5 и 6. На рисунках также приведены кривые $\alpha(E)$, рассчитанные/23/ на основе канальной теории деления при различных предположениях об энергии делительных каналов/24/ и средних параметрах уровней U-235 и Pu-239.

Из сравнения результатов следует, что все имеющиеся данные об энергетической зависимости $\alpha(E)$ для U-235 согласуются в пределах указанных ошибок (20 + 30)% между собой и с расчетами, выполненными в рамках канальной теории деления.

Для Pu-239 результаты настоящих измерений $\alpha(E)$ согласуются с опубликованными данными в области энергий ниже 3 кэв и не противоречат им в пределах ошибок выше 3 кэв. Но в области энергий 2 + 6 кэв данные

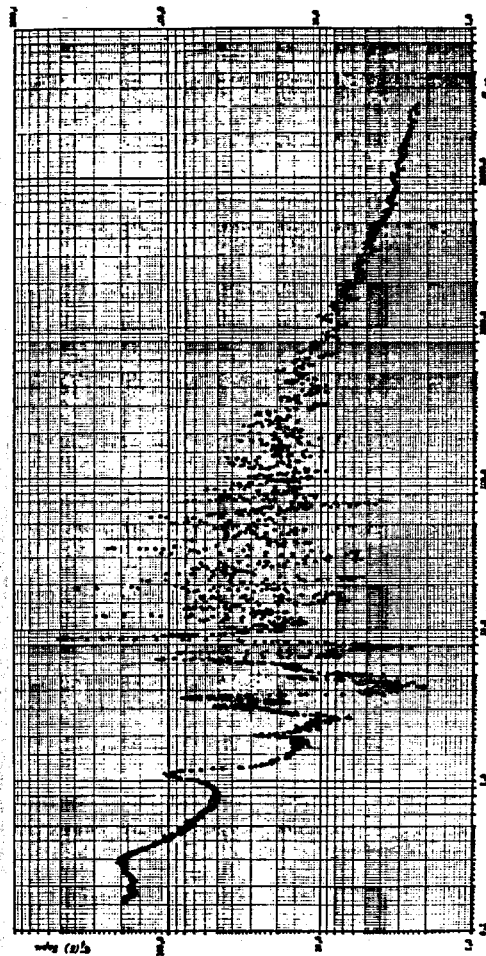


Рис. 1. Сечение деления U-235.

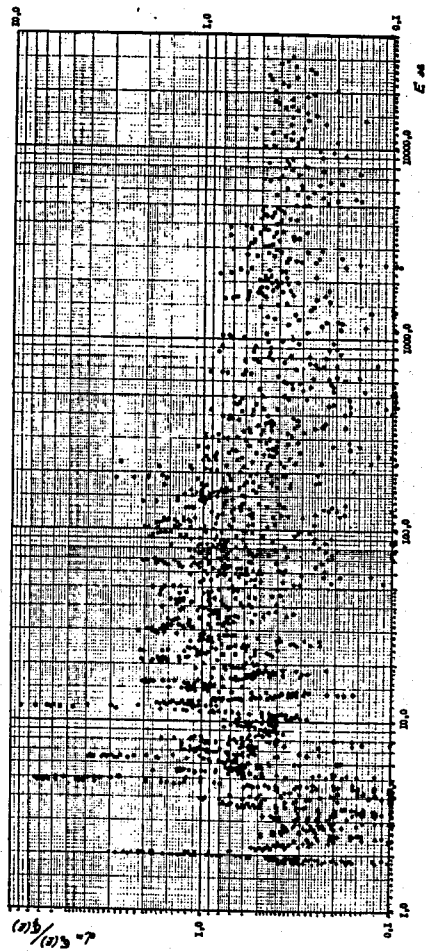


Рис. 2. $\alpha(E)$ для U-235.

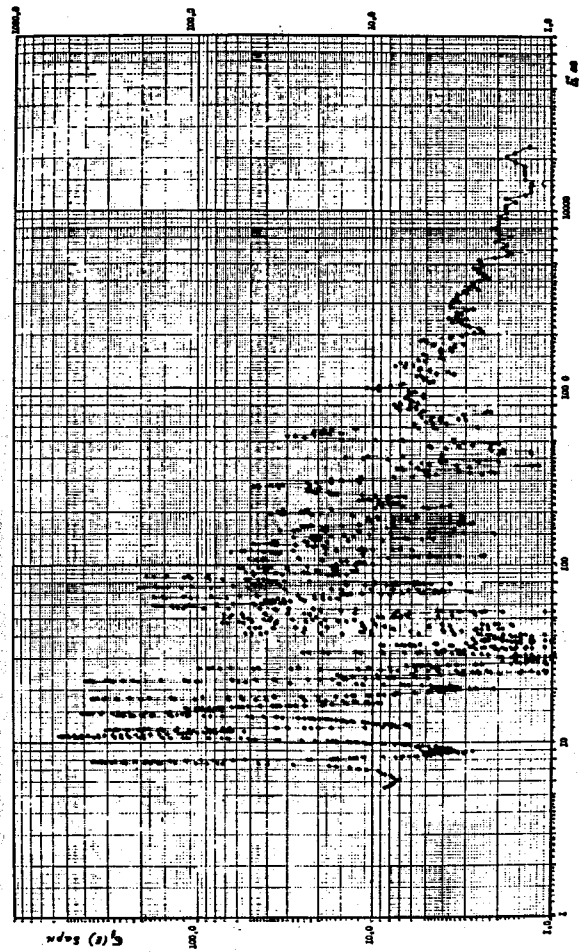


Рис. 3. Сечение деления Γ_{U-235} .

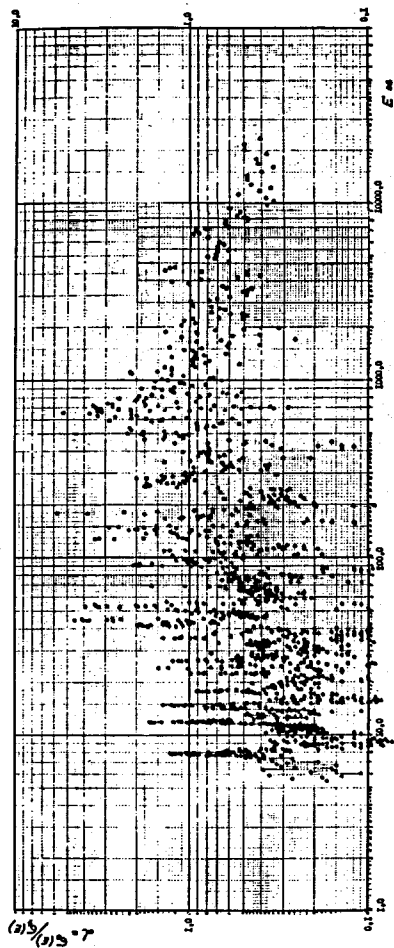


Рис. 4. $\alpha(E)$ для Pu-239.

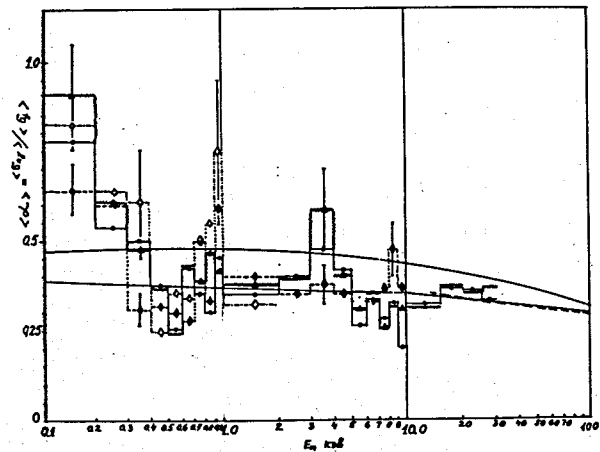


Рис. 5. Сравнение величин $\alpha(E)$ для U-235.
 — данные настоящей работы, — данные работ авторов/7/, — данные работ/19/, — данные работ/13,21/, — данные работ/9/. Сплошные кривые — расчёт по каналовой теории/23/.

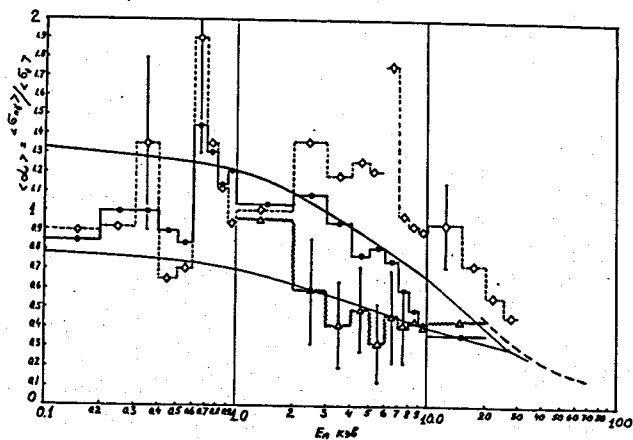


Рис. 6. Сравнение величин $\langle \alpha(E) \rangle$ для Pu-239. —●— данные настоящей работы, —△— данные работы авторов/7/, —◇— данные работы/23/, —□— данные работы/8/. Сплошные кривые — расчёт по каналовой теории/24/.

работы авторов/7/ лежат систематически ниже, а данные работы/22/ в области энергий 2 + 20 кэВ — систематически выше данных, полученных в настоящей работе.

На данном этапе исследований, по-видимому, можно считать, что результаты, полученные в настоящей работе, удовлетворительно описывают энергетическую зависимость $\alpha(E)$ (с точностью $\approx 20\%$) и согласуются при энергии 20 + 30 кэВ с данными, полученными в измерениях на электростатических генераторах/9/.

Хорошее согласие наблюдается и с расчётами, выполненными в рамках каналовой теории деления.

В заключение авторы выражают благодарность Л. Седлаковой и Ц. Пантелеву за помощь при вычислениях на ЭВМ и Ю. Колгину за помощь при проведении измерений.

Л и т е р а т у р а

1. G. Hanna. *Physics and Chemistry of Fission 2*, IAEA, Vienna (1965).
2. Г. Палевский и др. *Атомная энергия*, **1**, 71 (1956).
3. Л. Боллингер и др. *Труды Второй Международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958)*, т. 2, Атомиздат, 1959, стр. 123.
4. F. Brooks et al., *AERE-M 1670* (1966).
5. Ван Ши-ди, Ю.В. Рябов. *ПТЭ*, **14**, 87 (1965).
6. Г.Е. Блохин и др. *Атомная энергия*, **10**, 437 (1961).
7. Ю.В. Рябов и др. *Атомная энергия*, т. 24, **4**, 351 (1968).
8. Ю.В. Рябов, Ван Юн-чян и др. *Препринт ОИЯИ, Р-2713*, Дубна, 1966; *ЯФ 5*, вып. 5, 925 (1967).
9. *Neutron Cross Sections, Suppl. 2*, BNL-325, N.Y. (1966).
10. Л.Б. Пикельнер и др. *Препринт ОИЯИ, Р-1547*, Дубна, 1964.
11. Ван Ши-ди и др. *Атомная энергия*, **19**, 43 (1965).
12. Ван Ши-ди и др. *Physics and Chemistry of Fission, 1*, IAEA, Vienna (1965).

13. A. Michaudon et al. Nucl.Phys., 69, 545 (1965).
14. M.G. Cao et al., Journal of Nucl.Energy, 22, 211 (1968).
15. Материалы совещания экспертов МАГАТЭ по α ($Pu-239$), 30 июня 1969, ВИНФРИТ (Англия).
16. Ю.А. Александров, Ю.В. Рябов и др. Препринт ОИЯИ Р-2014, Дубна, 1965.
17. Yu.V. Ryabov et al. International Symposium on Nuclear Structure, Contributions, SDubna, 88 (1968).
18. G. de Saussure et al., ORNL-TM-1804 (1967).
19. H. Derrien et al. Proceedings of Conference on Nucl.Data for Reactors, IAEA, Vienna, 2, 195 (1967).
20. A. Hammendinger (Частное сообщение).
21. G.D. James, B.H. Patrick, AERE-M 2065. (1968).
22. M.G. Sowerby et al., Fast Reactor Phys., v.1, p.289, IAEA, Vienna (1968).
23. Y. Kikuchi, S.An. Journal of Nucl.Science and Technology 5, 86 (1968).
24. I. Lynn. Nuclear Data for Reactor, IAEA, Paris, CN-23 122

Рукопись поступила в издательский отдел

13 мая 1970 года.