

УДК 539.183.74

Зависимость $\bar{\nu}$ для ^{233}U , ^{238}U и ^{239}Pu от энергии нейтронов до 5 МэВ

НУРПЕИСОВ Б., ВОЛОДИН К. Е., НЕСТЕРОВ В. Г., ПРОХОРОВА Л. И., СМИРЕНЦИН Г. Н., ТУРЧИН Ю. М.

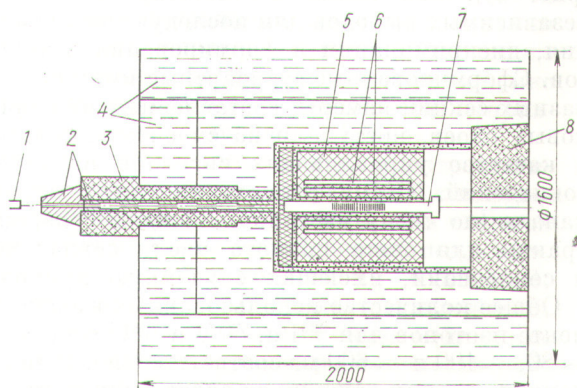
Из ядерно-физических констант наиболее высокие требования к точности измерений реакторная техника предъявляет к величине $\bar{\nu}$ — среднему выходу мгновенных нейтронов на акт деления. Развитие быстрых реакторов нуждается в знании энергетической зависимости $\bar{\nu}(E_n)$, причем наибольший интерес представляет область низких энергий нейтронов $E_n \leq 5$ МэВ, дающих основной вклад в число делений. Абсолютные измерения числа $\bar{\nu}$ чрезвычайно сложны, поэтому энергетическая зависимость этой константы изучается в относительном эксперименте, в котором непосредственно определяется отношение величин $\bar{\nu}(E_n)/\bar{\nu}_0$ — для исследуемого изотопа $\bar{\nu}(E_n)$ и стандарта $\bar{\nu}_0$. Общепринятым стандартом в таких измерениях служит значение $\bar{\nu}_0$ для спонтанного деления ^{252}Cf , точность которого в настоящее время достигла $\sim 0,3\%$. Но и относительные измерения $\bar{\nu}(E_n)$ для моноэнергетичных нейтронов представляют определенные трудности, главной из которых является необходимость исключения фона, связанного с пучком первичных нейтронов. Для этого регистрируются совпадения между импульсами от осколков деления и нейтронов в соответствующих детекторах. Случайные совпадения и трудности использования значительных количеств делящихся материалов в детекторах актов деления сильно ограничивают статистику полезных отсчетов. Подробные измерения энергетической зависимости $\bar{\nu}(E_n)$ — это трудоемкий многодневный эксперимент, поэтому естественно вести поиск таких методических решений, которые позволяли бы проводить измерения $\bar{\nu}$ одновременно для нескольких изотопов. Такая возможность была реализована в работе [1].

В настоящей работе относительные измерения $\bar{\nu}(E_n)$ проводились одновременно для ^{233}U , ^{238}U , ^{239}Pu . Выбор исследовавшихся ядер определяется их практическим значением. ^{239}Pu и ^{238}U — основные делящиеся материалы в современных реакторах-размножителях, интерес к ^{233}U объясняется его ролью в ториевом цикле. Измерения $\bar{\nu}$ для ^{233}U и ^{239}Pu в диапазоне

энергий нейтронов до 1,5 МэВ были проведены ранее [2, 3]. Поэтому в данном эксперименте внимание было сосредоточено главным образом на области E_n выше порога деления ^{238}U .

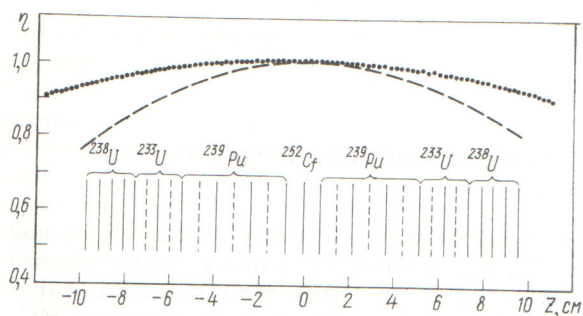
Метод измерения. Для измерения $\bar{\nu}$ использовали разработанную ранее [2—4] методику регистрации совпадений между импульсами в ионизационной камере делений и в окружающем ее детекторе нейтронов. Детектор нейтронов представляет композицию из 21 ^3He -счетчика в полиэтиленовом блоке, которые коаксиально расположены в два ряда вокруг канала для размещения детектора делений. Детекторы располагаются внутри защиты на одной оси с коллиматором, формирующим пучок бомбардирующих нейтронов (рис. 1).

Регистрация нейтронов, как полезных, испускаемых при делении, так и фоновых (из первичного пучка), рассеянных и прошедших через защиту, производится в течение времени T , равном ширине ворот схемы совпадений, которая управляется импульсами от детектора осколков деления. Выбор $T = 2\tau = 100$ мкс определяется временем жизни нейтронов ($\tau = 50$ мкс) в детекторе. Учет фоновых нейтронов (случайных совпадений) проводится путем одновременного счета импульсов в том же интерва-



Р и с. 1. Схема опыта:

1 — нейтронная мишень; 2 — латунный коллиматор; 3 — коллиматор из борированного парафина; 4 — воляная защита; 5 — полиэтиленовый блок нейтронного детектора; 6 — ^3He -счетчики нейтронов; 7 — камера делений; 8 — задняя защитная пробка (борированный полиэтилен)



Р и с. 2. Зависимость эффективности η от смещения источника по оси детектора нейтронов Z :

● — данный детектор; - - - - [2—4]. Внизу схема расположения делящихся мишеней в камере деления

ле T , но задержанного относительно управляющего импульса на время $T_3 = 250$ мкс.

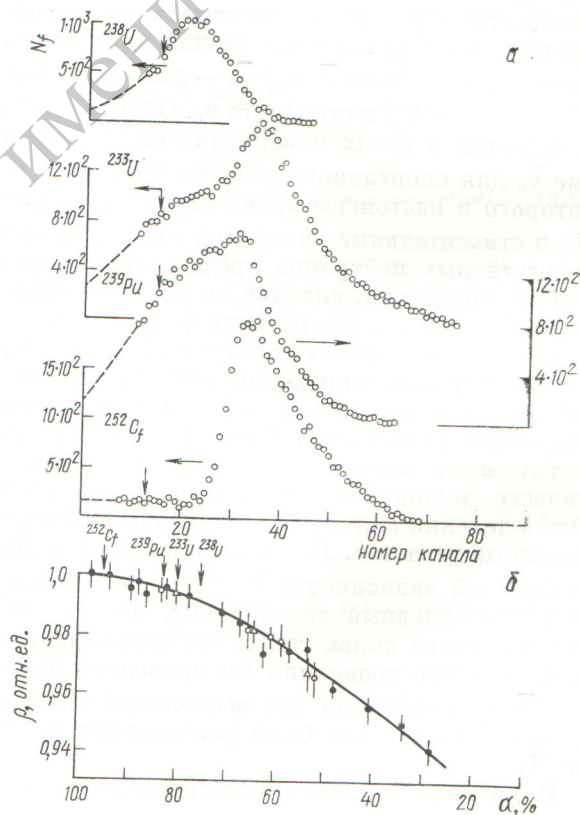
Из чисел зарегистрированных актов деления N_f и истинных совпадений N_c может быть найдена величина $\rho = N_c/N_f = \bar{v}\eta$ для исследуемых изотопов и стандарта $\rho_0 = \bar{v}_0\eta$. Искомая величина \bar{v}/\bar{v}_0 от непосредственно измеряемой ρ/ρ_0 отличается на отношение соответствующих эффективностей регистрации нейтронов деления, близкое к единице.

В связи со спецификой решавшейся задачи в конструкцию детекторов и регистрирующую аппаратуру по сравнению с работами [2—4] были внесены изменения. В ионизационной камере значительно выросла протяженность сборки слоев делящихся веществ (до ~ 20 см). Расчлененная на ряд секций [шесть для ^{239}Pu , четыре для ^{233}U и по одной для ^{238}U и ^{252}Cf (рис. 2)], она имела соответствующее число независимых выходов для последующего усиления, дискриминации и формирования импульсов. Сформированные стандартные импульсы от разных секций камеры, составленных из одинаковых слоев, поступали на смеситель, а затем в качестве управляющих сигналов на схему совпадений. Схема совпадений имела четыре канала (по числу изотопов), каждый содержал тракты для счета полного числа совпадений и совпадений, имеющих случайную природу.

Общее количество использованных в эксперименте изотопов для ^{239}Pu , ^{233}U и ^{238}U составило ~ 80 , ~ 100 и ~ 600 мг соответственно. В таком порядке секции делящихся слоев были расположены в камере слева и справа от мишени из ^{252}Cf интенсивностью 10 делений/с (см. рис. 2). Компактность общей сборки камеры была достигнута в результате некоторого ухудшения

счетных характеристик в сравнении с прежними экспериментами [2—4]. На рис. 3, а показаны распределения амплитуд импульсов от осколков деления в разных секциях камеры; им соответствуют доли регистрируемых осколков: для ^{252}Cf ; ^{233}U ; ^{239}Pu и ^{238}U — 95; 83; 80 и 75%. Использувавшиеся вещества имели достаточную изотопную чистоту, чтобы не вводить поправку на деление посторонних ядер. Дискриминация части актов деления приводила к уменьшению измеряемого отношения, и это обстоятельство учитывалось при обработке результатов эксперимента. Соответствующие характеристики демонстрируются на рис. 3, б.

Возросшая протяженность источника нейтронов деления потребовала увеличения чувствительного объема детектора нейтронов. Для этого были применены более длинные ^3He -счетчики,



Р и с. 3. Распределение амплитуд импульсов от осколков в разных секциях камеры деления (а):

○ — эксперимент; - - - - экстраполированные кривые. Зависимость экспериментального отношения ρ от доли регистрируемых осколков α (б):

●, ○, △ — экспериментальные значения ρ для ^{252}Cf , ^{233}U и ^{239}Pu соответственно. Вертикальными стрелками показаны уровни дискриминации (а) и доли регистрируемых осколков в рабочем режиме детектора деления (б)

чем в работах [2—4] (длина рабочей части ~ 45 см против ~ 25 см). В верхней части рис. 2 показаны зависимости эффективности регистрации нейтронов $\eta(Z)$ от смещения положения источника по оси Z для детекторов, использовавшихся в настоящей работе и работах [2—4]. Сопоставление их демонстрирует масштаб уменьшения одной из главных поправок на разницу в эффективностях регистрации нейтронов при изменении ρ и ρ_0 , достигнутого благодаря увеличению длины ^3He -счетчиков. Это обстоятельство благоприятно повлияло также на уменьшение угловой зависимости эффективности детектора нейтронов $\eta(\theta)$ (рис. 4, а), имеющей определенное значение в связи с небольшой угловой корреляцией нейтронов деления с падающими нейтронами [4].

Увеличение чувствительной области детектора нейтронов и количества рассеивающего материала в камере делений могло повлечь за собой крайне нежелательное ухудшение соотношения между истинными и случайными совпадениями. Благодаря усилению защиты, размещению счетчиков в области максимума чувствительности детектора к нейтронам деления и сокращению числа счетчиков в менее эффективном втором ряду удалось сохранить интересующее нас соотношение на прежнем уровне. Однако несколько более резкой стала зависимость эффективности регистрации от энергии нейтронов $\eta(E_n)$ (см. рис. 4, б). Приведенные на рис. 4 характеристики были рассчитаны методом Монте-Карло [5]. Энергетическая зависимость эффективности $\eta(E)$ изучалась также экспериментально с помощью радиоактивных источников нейтронов $^7\text{Li} + ^{239}\text{Pu}$; $^7\text{Li} + ^{238}\text{Pu}$; $^{19}\text{F} + ^{239}\text{Pu}$; $^{19}\text{F} + ^{238}\text{Pu}$; $^{10}\text{B} + ^{239}\text{Pu}$; $^9\text{Be} + ^{239}\text{Pu}$ (средние энергии $E_n \approx 0,25; 0,55; 1,20; 1,55; 2,3; 4,2$ МэВ соответственно).

Поскольку в настоящей работе предстояло измерить $\bar{\nu}$ в более широком диапазоне энергий E_n , чем в работах [2, 3], приобрели большее значение искажения спектра падающих нейтронов из-за примеси нейтронов, претерпевших многократное рассеяние и замедление в защите и коллиматоре. Для уменьшения этих эффектов был применен коленчатый коллиматор [6] и усилена защита центрального канала ($\text{Cd} + \text{V}_4\text{C}$).

Вклад делений замедленными нейтронами оценивался двумя методами: сравнением чисел делений ^{233}U , ^{239}Pu и ^{238}U в пучке и в тени коллиматора и сравнением отношений чисел делений этих изотопов внутри защиты и вне ее (на разных ионопроводах ускорителя). Изме-

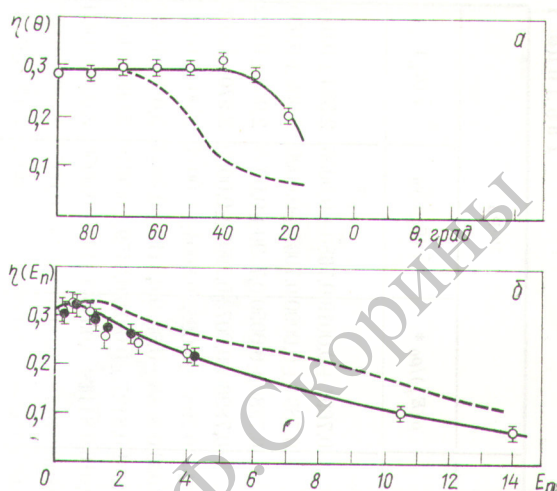


Рис. 4. Зависимость эффективности нейтронного детектора η от угла θ (а) и энергии нейтронов E_n (б):

○ — расчет методом Монте-Карло; ● — эксперимент; --- — характеристики детектора [2—4]

рения показали, что этот фон составляет ~ 3 — 5% для непороговых изотопов и учитывается соответствующей поправкой. Измерения спектров нейтронов непосредственно в центральном канале с помощью сцинтилляционного счетчика выявили также небольшое уширение линии моноэнергетичных нейтронов, что было принято во внимание при вычислении E_n .

Отметим еще один аппаратный эффект, с которым связана заметная поправка. Это наложение импульсов в нейтронном детекторе и связанные с ним просчеты. В настоящей работе использовались ^3He -счетчики с добавкой $\sim 2\%$ CO_2 для сокращения времени собирания электронов. Разрешающее время нейтронного детектора составило $2,5$ мкс против $3,7$ мкс в работе [4], что привело к уменьшению поправки на наложение импульсов в $1,5$ раза.

Эксперимент был выполнен на электростатическом и каскадном генераторах ФЭИ с использованием реакций $T(p, n)$ и $D(d, n)$ и твердых мишеней $T\text{Ti}$ и $D\text{Ti}$ на молибденовой подложке. Условия измерений в области $E_n > 3,5$ МэВ, осуществлявшихся с помощью $D(d, n)$ -реакции, были хуже: выше поправка на вклад медленных нейтронов, нарушение моноэнергетичности нейтронов из-за «набивания» дейтронов из первичного пучка в мишень, примеси нейтронов $C(d, n)$ -реакции на накапливающемся углероде и т. п. В связи с этим погрешность измерений на указанном участке высоких энергий увеличилась.

Результаты эксперимента

Чи-сло ци-лов	E_n , МэВ	233U		238U		239Pu				
		$\rho(E_n)/\rho_0^*$	$\bar{v}(E_n)/\bar{v}_0$	$\bar{v}(E_n)$	$\rho(E_n)/\rho_0^*$	$\bar{v}(E_0)/\bar{v}_0$	$\bar{v}(E_n)$	$\rho(E_n)/\rho_0^*$	$\bar{v}(E_n)/\bar{v}_0$	$\bar{v}(E_n)$
118	0,00	0,6579±0,0021	0,6627±0,0034	2,489±0,013	—	—	0,7691±0,0019	0,7680±0,0036	2,884±0,014	
11	0,700±0,055	0,6734±0,0086	0,6806±0,0081	2,556±0,034	—	—	0,7894±0,0090	0,7905±0,0096	2,969±0,036	
35	0,900±0,059	0,6728±0,0044	0,6799±0,0053	2,553±0,020	—	—	0,7880±0,0050	0,7890±0,0059	2,963±0,022	
17	1,000±0,064	0,6648±0,0053	0,6711±0,0060	2,520±0,023	—	—	0,7896±0,0073	0,7907±0,0080	2,970±0,030	
20	1,200±0,060	0,6842±0,0049	0,6927±0,0057	2,602±0,021	0,6533±0,0084	0,6776±0,0096	2,545±0,036	0,7985±0,0062	0,8004±0,0071	3,006±0,024
41	1,300±0,056	0,6850±0,0045	0,6634±0,0053	2,604±0,020	0,6299±0,0086	0,6524±0,0096	2,450±0,036	0,8088±0,0039	0,8116±0,0051	3,048±0,019
49	1,400±0,061	0,6836±0,0044	0,6919±0,0052	2,599±0,020	0,6373±0,0071	0,6606±0,0083	2,481±0,031	0,8127±0,0036	0,8159±0,0048	3,065±0,018
30	1,500±0,059	0,6840±0,0038	0,6923±0,0048	2,600±0,018	0,6506±0,0031	0,6745±0,0043	2,533±0,016	0,8111±0,0046	0,8142±0,0056	3,058±0,021
52	1,600±0,060	0,6923±0,0035	0,7015±0,0046	2,635±0,017	0,6569±0,0026	0,6808±0,0048	2,557±0,018	0,8178±0,0041	0,8215±0,0053	3,085±0,020
38	1,700±0,057	0,6994±0,0048	0,7090±0,0056	2,663±0,021	0,6565±0,0023	0,6804±0,0043	2,555±0,016	0,8269±0,0040	0,8315±0,0052	3,123±0,020
20	1,800±0,060	0,7006±0,0059	0,7107±0,0066	2,669±0,025	0,6653±0,0043	0,6899±0,0056	2,591±0,021	0,8372±0,0064	0,8428±0,0073	0,165±0,028
52	1,900±0,054	0,6978±0,0035	0,7076±0,0045	2,658±0,017	0,6697±0,0036	0,6948±0,0051	2,610±0,019	0,8325±0,0042	0,8376±0,0053	3,146±0,020
20	2,000±0,053	0,7069±0,0057	0,7177±0,0064	2,696±0,024	0,6675±0,0034	0,6924±0,0065	2,601±0,024	0,8381±0,0066	0,8438±0,0075	3,169±0,028
30	2,100±0,053	0,7126±0,0039	0,7240±0,0049	2,719±0,018	0,6733±0,0039	0,6988±0,0053	2,625±0,020	0,8370±0,0045	0,8425±0,0057	3,165±0,021
20	2,200±0,055	0,7135±0,0051	0,7250±0,0059	2,723±0,022	0,6687±0,0042	0,6938±0,0056	2,606±0,021	0,8393±0,0056	0,8451±0,0066	3,174±0,025
28	2,300±0,050	0,7120±0,0052	0,7233±0,0060	2,717±0,023	0,6768±0,0033	0,7025±0,0051	2,639±0,019	0,8428±0,0054	0,8489±0,0065	3,188±0,024
19	2,400±0,051	0,7218±0,0051	0,7342±0,0059	2,757±0,022	0,6799±0,0032	0,7059±0,0048	2,651±0,018	0,8383±0,0052	0,8439±0,0062	3,170±0,023
30	2,500±0,048	0,7237±0,0034	0,7363±0,0045	2,765±0,017	0,6801±0,0043	0,7060±0,0069	2,652±0,022	0,8539±0,0041	0,8610±0,0054	3,234±0,020
45	2,600±0,046	0,7223±0,0049	0,7348±0,0058	2,760±0,022	0,6909±0,0034	0,7178±0,0051	2,696±0,019	0,8546±0,0055	0,8618±0,0066	3,237±0,025
34	2,700±0,047	0,7166±0,0041	0,7284±0,0051	2,736±0,019	0,6916±0,0031	0,7187±0,0048	2,699±0,018	0,8703±0,0044	0,8790±0,0057	3,302±0,021
24	2,900±0,059	0,7249±0,0061	0,7383±0,0069	2,773±0,026	0,7004±0,0038	0,7289±0,0053	2,738±0,020	0,8711±0,0057	0,8808±0,0068	3,308±0,025
18	3,100±0,057	0,7476±0,0058	0,7637±0,0066	2,868±0,025	0,7074±0,0025	0,7365±0,0045	2,766±0,017	0,8793±0,0058	0,8899±0,0068	3,342±0,026
20	3,300±0,055	0,7540±0,0041	0,7708±0,0052	2,895±0,020	0,7091±0,0043	0,7387±0,0059	2,774±0,022	0,8762±0,0059	0,8865±0,0069	3,330±0,026
36	3,780±0,025	0,7726±0,0044	0,7958±0,0088	2,989±0,033	0,7209±0,0046	0,7530±0,0070	2,828±0,026	0,8954±0,0049	0,9137±0,0100	3,432±0,038
30	4,17±0,20	0,7875±0,0041	0,8131±0,0091	3,054±0,043	0,7430±0,0043	0,7776±0,0068	2,921±0,026	0,9110±0,0049	0,9314±0,0100	3,498±0,038
28	4,61±0,16	0,8020±0,0041	0,8290±0,0091	3,114±0,034	0,7572±0,0049	0,7944±0,0073	2,984±0,029	0,9416±0,0051	0,9643±0,0110	3,622±0,040
24	4,89±0,14	0,8097±0,0046	0,8376±0,0093	3,146±0,035	0,7745±0,0051	0,8154±0,0099	3,063±0,037	0,9462±0,0052	0,9694±0,0110	3,641±0,040

* Экспериментальные значения.

Результаты эксперимента представлены в табл. 1, где для каждого изотопа приведены средняя энергия первичных нейтронов E_n , число циклов измерений N (примерно по 1,5 тыс. истинных совпадений в каждом), экспериментальное и откорректированное отношения ρ/ρ_0 и $\bar{\nu}/\bar{\nu}_0 = k \cdot \rho/\rho_0$ и абсолютная величина $\bar{\nu}$ (E_n) в предположении $\bar{\nu}_0 = 3,756$ [7]. Структура поправочного множителя и ошибка эксперимента рассматриваются в табл. 2 на примере измерений для $E_n = 2,0$ МэВ. В первой строке приводятся отношение ρ/ρ_0 и его ошибка, вычисленная из дисперсии результатов измерений в отдельных циклах. При определении погрешности поправочного множителя и конечного результата $\bar{\nu}/\bar{\nu}_0$ ошибки отдельных компонентов этих величин складывались квадратично. Это предположение в известной мере оправдано тем, что либо парциальные поправочные множители измерялись экспериментально, либо вычисления опирались на экспериментальные величины. Значения использованных параметров Θ , определяющих среднюю энергию нейтронов деления для ^{233}U ; ^{239}Pu , ^{238}U и ^{252}Cf , составляют $1,33 \pm 0,03$; $1,37 \pm 0,03$ (тепловые нейтроны); $1,33 \pm 0,04$ (при $E_n = 2,0$ МэВ) и $1,42 \pm 0,02$ МэВ соответственно [8]. На рис. 5—7 результаты настоящего эксперимента сравниваются с данными других работ, имеющих точность не хуже 2,5 %.

Обсуждение. Из исследованных изотопов менее всего изучен ^{233}U (см. рис. 5). Подробные прямые измерения зависимости $\bar{\nu}$ (E_n) выполне-

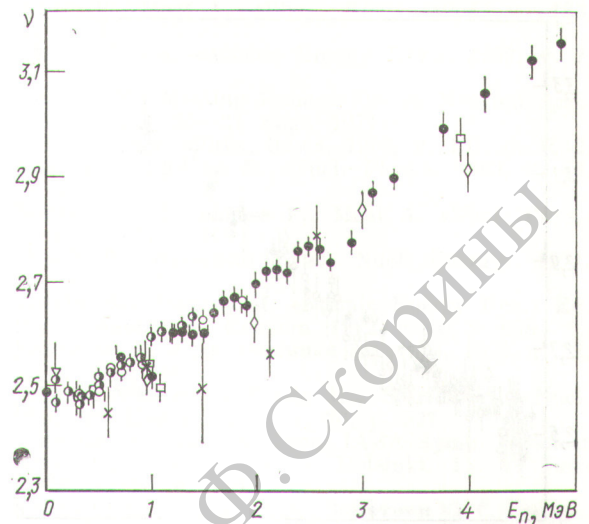


Рис. 5. Зависимость $\bar{\nu}$ для ^{233}U от энергии нейтронов E_n :
 ∇ — [9]; \square — [10]; \diamond — [11]; \circ — [12]; \bullet — [2]; \times — [13];
 \bullet — настоящая работа

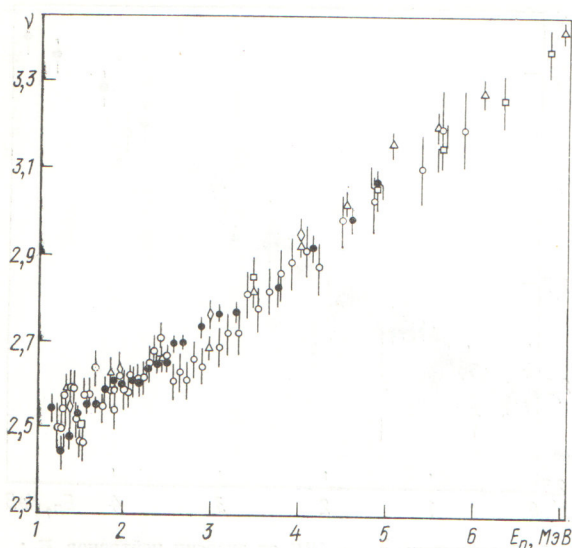
ны только в работах [2, 12] в сравнительно узком диапазоне энергий $E_n < 2,0$ МэВ. Согласно данным на рис. 5 удовлетворительное.

Экспериментальная информация о $\bar{\nu}$ для ^{238}U богаче, чем в предыдущем случае (см. рис. 6). Выше порога деления ($E_n \approx 1,5$ МэВ) точки разных авторов лежат весьма кучно, за исключением работы [14], данные которой выпадают на участке 2,5—3 МэВ, обнаруживая «резонансную» структуру. Наши измерения достаточно подробны, чтобы сделать заключение, что этот

Таблица 2

Структура поправочного множителя k и ошибки опыта для $E_n = 3,0$ МэВ

Пример обработки данных	^{233}U	^{238}U	^{239}Pu
Экспериментальный результат			
Эффекты, учитываемые поправкой			
Протяженность источника делений по оси детектора	$0,7069 \pm 0,0057$	$0,6675 \pm 0,0051$	$0,8381 \pm 0,0066$
Разница в диаметрах слоев исследуемых изотопов и стандарта	$1,0259 \pm 0,0025$	$1,0495 \pm 0,0030$	$1,0074 \pm 0,0020$
Наложение импульсов от нейтронов из одного акта деления	$0,9971 \pm 0,0010$	$0,9971 \pm 0,0010$	$0,9971 \pm 0,0010$
Зависимость эффективности детектора от энергии нейтронов	$0,9935 \pm 0,0010$	$0,9922 \pm 0,0012$	$0,9963 \pm 0,0007$
Угловая анизотропия чувствительности детектора нейтронов	$0,9911 \pm 0,0025$	$0,9884 \pm 0,0035$	$0,9970 \pm 0,0022$
Примесь медленных нейтронов	$1,0009 \pm 0,0002$	$1,0018 \pm 0,0004$	$1,0007 \pm 0,0002$
Дискриминация части импульсов от осколков деления	$1,0028 \pm 0,0009$	$1,0000 \pm 0,0003$	$1,0025 \pm 0,0008$
Полная поправка	$1,0042 \pm 0,0014$	$1,0090 \pm 0,0030$	$1,0058 \pm 0,0020$
Конечный результат	$1,0153 \pm 0,0042$	$1,0373 \pm 0,0055$	$1,0068 \pm 0,0062$
	$0,7177 \pm 0,0064$	$0,6924 \pm 0,0065$	$0,8438 \pm 0,0075$



Р и с. 6. Зависимость $\bar{\nu}$ для ^{238}U от энергии нейтронов E_n :
 ○ — [14]; △ — [11]; ◇ — [11]; □ — [15]; ● — настоящая работа

эффект в настоящей работе не подтвердился. Оно поддерживается также косвенными данными [20], полученными при изучении распределений масс и кинетической энергии осколков и анализе энергетического баланса.

Изотоп ^{239}Pu изучен наиболее подробно (см. рис. 7). В работе [3] был проведен анализ погрешностей, показавший, что в совокупности данных $\bar{\nu}$ для ^{239}Pu до 1,5 МэВ нет существенных систематических расхождений между отдельными работами. При этом из рассмотрения были исключены данные работы [19], заметно отклоняющиеся от основной массы точек на участке 0,5—0,7 МэВ. Разброс точек возрастает также на участке 1,2—1,5 МэВ, однако в этом случае, в отличие от предыдущего, трудно отдать предпочтение какой-либо группе данных. Не исключено, что этот факт имеет физическую природу, а именно связан со структурой, обсуждавшейся в работе [3]. В области энергий нейтронов выше 1,5 МэВ данных меньше, но они хорошо согласуются между собой. Тем не менее стоит обратить внимание на заметно выпадающие данные работы [11], результаты которой и для ^{238}U проходят ниже основной массы точек (см. рис. 5).

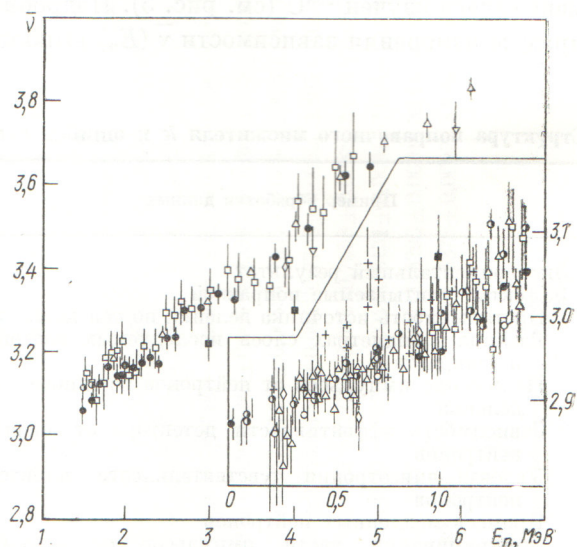
В табл. 3 приведены результаты описания рассмотренных нами данных ломаной линией. Обработка проводилась методом наименьших

Значение коэффициентов, определяющих уравнение прямых отрезков $\bar{\nu}(E_n) = (d\bar{\nu}/dE_n)E_n + \bar{\nu}(0)$ ломаной линией

Таблица 3

Изотоп	Энергетический интервал, МэВ	$d\bar{\nu}/dE_n$	$\bar{\nu}(0)$
^{238}U	0—0,5	$0,021 \pm 0,058$	$2,475 \pm 0,019$
	0,5—2,5	$0,120 \pm 0,005$	$2,450 \pm 0,007$
	2,5—5,0	$0,172 \pm 0,013$	$2,311 \pm 0,041$
^{238}U	1,14—2,5	$0,123 \pm 0,013$	$2,360 \pm 0,024$
	2,5—6,0	$0,178 \pm 0,006$	$2,203 \pm 0,021$
^{239}Pu	0—1,0	$0,117 \pm 0,008$	$2,869 \pm 0,005$
	1,0—3,0	$0,155 \pm 0,007$	$2,853 \pm 0,012$
	3,0—5,0	$0,200 \pm 0,012$	$2,689 \pm 0,050$

квадратов для указанных интервалов энергий E_n . Было проверено, что, если исключить явно выпадающие из совокупности точки, гипотеза о линейной зависимости $\bar{\nu}(E_n)$, единой для всей области 0—5 МэВ, отвергается. Аналогичный результат может быть получен и для совокупности данных $\bar{\nu}(E_n)$ для ^{235}U , хотя обширная информация в этом случае позволяет составить и более детальное представление о характере отступлений от линейной зависимости [4]. Подводя итог, можно заключить, что нарушение линейной зависимости $\bar{\nu}(E_n)$ — это систе-



Р и с. 7. Зависимость $\bar{\nu}$ для ^{239}Pu от энергии нейтронов E_n :
 △ — [1, 16]; ◇ — [10]; ○ — [12]; □ — [17]; ■ — [11]; ▽ — [18]; + — [19]; ● — [3]; ● — настоящая работа. В большем масштабе показан участок E_n до 1,5 МэВ

матически наблюдаемое явление, которое необходимо принимать во внимание при решении прикладных задач, в частности при составлении многогрупповых констант для расчета реакторов.

Авторы выражают благодарность Р. Е. Багдасарову за создание электронной аппаратуры, и И. Е. Бочаровой за расчеты эффективностей детектора нейтронов, Н. Е. Федоровой за участие в работе и эксплуатационному персоналу ускорителей за содействие эксперименту.

Поступила в Редакцию 10/I 1975 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Soleilhac M., Frehaut J., Gaurian J. «J. Nucl. Energy», 1969, v. 23, p. 257.
2. Нурпенсов Б. и др. «Атомная энергия», 1973, т. 34, вып. 6, с. 491.
3. Володин К. Е. и др. «Атомная энергия», 1972, т. 33, вып. 5, с. 901.
4. Прохорова Л. И. и др. «Атомная энергия», 1971, т. 30, вып. 3, с. 250.
5. Бочарова И. Е., Прохорова Л. И., Смиренкин Г. Н. В сб.: Вопросы атомной науки и техники. Серия «Ядерные константы». Вып. 17. М., изд. ЦНИИ-атоминформ, 1974, с. 7.
6. Moat A., Marher D., McTaggart M. «Reactor Sci. and Techn.», 1961, v. 16, p. 102; Mather D., Fieldhouse P., Moat A. «Phys. Rev.», 1964, v. 133, p. 1403.
7. Hanna G. e.a. «Atomic Energy Rev.», 1969, v. 7, p. 3.
8. Proc. IAEA Meeting Prompt Fission Neutron Spectra. Vienna, 25—27 Aug., 1971.
9. Diven B. e.a. «Phys. Rev.», 1956, v. 101, p. 1012.
10. Hopkins J., Diven B. «Nucl. Phys.», 1963, v. 48, p. 433.
11. Mather D., Fieldhouse P., Moat A. «Nucl. Phys.» 1965, v. 66, p. 149.
12. Walsh R., Boldeman J. «J. Nucl. Energy», 1971, v. 25, p. 321.
13. Colvin D., Sowerdy M. «Atomic Energy Rev.» Ed. by F. Manero, V. Konshin. 1972, v. 10, p. 668.
14. Савин М. В. и др. «Атомная энергия», 1972, т. 32, вып. 5, с. 408.
15. Asplund-Nilsson I., Conde H., Starfelt H. «Nucl. Sci. and Engng», 1964, v. 20, p. 527.
16. Soleilhac M. e.a. In: Proc. IAEA Symp. «Nuclear Data for Reactors—1970». Helsinki, 15—19 June 1970, v. II, p. 145.
17. Савин М. В., Хохлов Ю. А., Замятин Ю. С. Там же, с. 157.
18. Conde H., Hansen J., Holmberg M. «J. Nucl. Energy», 1968, v. 22, p. 53.
19. Mather D. e.a. [13], p. 701.
20. Воробьева В. Г. и др. В сб.: Бюл. Информ. центра ядерных данных. Серия «Ядерные константы». Вып. 15. М., Атомиздат, 1974, с. 3.

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ ИМПЕРАТОРСКОГО УНИВЕРСИТЕТА