

це с наибольшим выгоранием 50%. При этом содержание тяжелых изотопов Pu^{240} , Pu^{241} , Pu^{242} в накопившемся плутонии составило $\sim 40\%$. (см. рис. 1). Общее выгорание в этом образце составило 23,6 кг/т U, что хорошо согласуется с результатом 21,2 кг/т U, полученным в работе [1]. Сравнение экспериментальных и расчетных данных [7] показало их удовлетворительное совпадение в пределах ошибки измерений (см. рис. 2). Аналогичные результаты были получены ранее [8].

В заключение авторы выражают благодарность А. Н. Новикову за проведение расчетов накопления изотопов в горячем Ново-Воронежской АЭС.

Поступила в Редакцию 5/II 1970 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. О. А. Миллер и др. «Атомная энергия», 27, 281 (1969).
2. М. С. Милюкова и др. Аналитическая химия плутония. М., «Наука», 1965.
3. Р. Палмер. В кн. «Успехи масс-спектрометрии». М., Изд-во иностр. лит., 1963, стр. 35.
4. Р. Уэбстер. Там же, стр. 107.
5. I. Milsted, P. Fields, D. Metta. Nucl. Appl., 1/2, 136 (1965).
6. Neutron Cross Sections BNL-325, Second Edition Suppl. No. 2, Vol. 3, 1965.
7. Фейнберг и др. Итоговый отчет по контракту 459/PB с МАГАТЭ, ИАЭ, 1968.
8. G. Mintop. Доклад № 266, представленный США на Третью международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1964).

Выход мгновенных нейтронов $\bar{\nu}$ при делении U^{235} нейтронами с энергией до 1,5 Мэв

Л. И. ПРОХОРОВА, Р. Е. БАГДАСАРОВ, И. И. КОТУХОВ, В. Г. НЕСТЕРОВ,
Б. НУРПЕЙСОВ, Г. Н. СМИРЕНКИН, Ю. М. ТУРЧИН

УДК 539.173.84

Начиная с 1955 г. ведутся интенсивные исследования энергетической зависимости среднего числа нейтронов деления [1,2]. Накопленные в течение первых пяти лет данные [3, 4] подтвердили, что среднее число нейтронов, испускаемых при делении, с ростом энергии бомбардирующих нейтронов E_n возрастает в соответствии с предположением о независимости средней кинетической энергии осколков E_R от энергии возбуждения:

$$\bar{\nu}(E_n) = \bar{\nu}(0) + \frac{d\bar{\nu}}{dE_n} E_n, \quad (1)$$

где $\frac{d\bar{\nu}}{dE_n} \approx 0,13 - 0,15 \text{ Мэв}^{-1}$.

В последующие годы были выполнены более детальные исследования величин $\bar{\nu}$ и \bar{E}_R [5—15], которые подтвердили существование небольших, но вполне заметных отступлений от линейной зависимости (1). По-видимому, они носят нерегулярный и достаточно сложный характер, но из-за малости эффектов и недостаточной точности и детальности измерений большинство авторов предпочитают экспериментальные данные описывать упрощенно [6, 9, 16, 17], пользуясь различными модификациями (1). Имеющиеся теоретические представления о зависимости $\bar{\nu}(E_n)$ весьма бедны [7, 18], однако они подтверждают идею о нерегулярном характере изменения $\bar{\nu}(E_n)$ и связывают происхождение

нерегулярностей в ходе $\bar{\nu}(E_n)$ с каналовыми эффектами — проявлениями дискретной структуры спектра переходных состояний. Наиболее яркая демонстрация этих эффектов была получена при изучении околорогового деления $Th^{232}(n, \gamma)$ [10, 12, 19—21].

Наиболее подробно в настоящее время исследованы ядра, представляющие интерес с точки зрения реакторостроения, в первую очередь U^{235} . Общее число данных по U^{235} , вероятно, составляет половину всех известных данных о $\bar{\nu}$. Тем не менее попытки систематизации имеющейся весьма обширной информации [2, 3, 6, 9, 11—13, 22, 23] до сих пор не привели к каким-либо определенным заключениям о детальной структуре энергетической зависимости $\bar{\nu}(E_n)$ для этого изотопа [16, 17].

Настоящая работа предпринята с целью изучения поведения $\bar{\nu}$ для U^{235} в области малых энергий E_n , которая имеет наибольшее практическое значение и в которой наблюдение структурных эффектов наиболее вероятно.

Метод измерений. Измерения проводили на электростатическом генераторе; в качестве источников нейтронов служили реакции $T(p, n)$ и $Li(p, n)$. В эксперименте использовали наиболее прямой и распространенный метод измерения $\bar{\nu}$ — регистрацию совпадений между импульсами от детекторов нейтронов и оскол-

ков деления. Схема опыта изображена на рис. 1, а.

Детектор нейтронов представляет собой цилиндрический блок из парафина высотой 50 см и диаметром 50 см со сквозным центральным каналом диаметром 9 см для помещения внутрь него детектора осколков деления — многослойной ионизационной камеры. В отверстия в парафине, расположенные вокруг центрального канала, помещали счетчики длиной 31 см и диаметром 3,2 см, наполненные He^3 до 4 атм. Использование 24 счетчиков, расположенных, как показано на рис. 1, б, обеспечило эффективность регистрации нейтронов деления, равную 21%. Измеренное среднее время жизни нейтронов в детекторе оказалось равным 51 мксек, что приблизительно втрое меньше, чем в использовавшихся ранее счетчиках Fb_2 [10, 12].

Детектором актов деления служила многослойная ионизационная камера. Слои делящегося вещества (U^{235} 90%-ного обогащения) толщиной $\sim 0,5$ мг/см² в виде U_3O_8 наносили по обеим сторонам тонких алюминиевых фольг. Общее количество U^{235} в камере составило 200 мг. Посредине сборки из урановых слоев размещали камеру со слоем Cf^{252} (500 делений/мин), значение \bar{v} для спонтанного деления которого служило эталоном. Расстояние между алюминиевыми фольгами с U^{235} составляло 3 мм, диаметр слоя — 3 см. Вся сборка слоев U^{235} имела протяженность 8 см.

Основные параметры регистрирующей аппаратуры: длительность ворот (время регистрации истинных совпадений) $T \approx 100$ мксек, время задержки в канале регистрации случайных совпадений 250 мксек, разрешающее время нейтронного детектора, т. е. эффективная длительность импульса, $T_0 \approx 3,5$ мксек.

Отношение числа истинных совпадений к числу деления $\rho = \frac{N}{N_f}$ с точностью до небольших поправок пропорционально \bar{v} . На основании измерений этих отношений для деления U^{235} нейтронами и спонтанного деления Cf^{252} получаем

$$\frac{\bar{v}(E_n)}{\bar{v}_0} = A(E_n) \frac{\rho(E_n)}{\rho_0}, \quad (2)$$

где $A \approx 1$ — поправочный фактор, учитывающий обсуждаемые ниже аппаратурные эффекты.

Относительные измерения \bar{v}_U/\bar{v}_{Cf} проводились непрерывно в течение 20 дней. Для всех

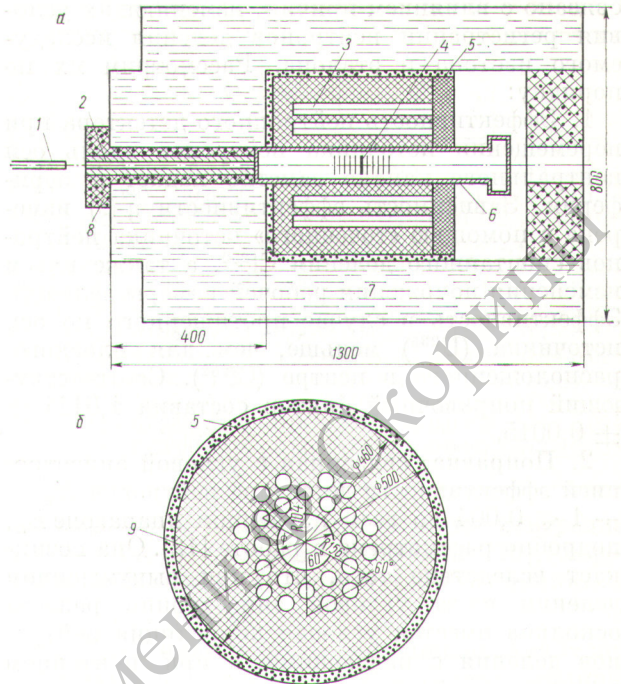


Рис. 1. Схема опыта (а) и вертикальный разрез детектора нейтронов (б):

1 — мишень; 2 — латунный коллиматор; 3 — счетчики He^3 ; 4 — камера деления; 5 — карбид бора; 6 — кадмий; 7 — водяная защита; 8 — парафин с карбидом бора; 9 — парафин.

энергий нейтронов они повторялись трижды в разное время. Каждая из таких серий представляет несколько циклов (5—10), которые продолжались около 1,5 ч и состояли из чередовавшихся измерений N и N_f для U^{235} и Cf^{252} , а также фона в каналах деления урана и совпадений при выключенном ускорителе. Разбиение накапливаемой информации по сериям удобно для наблюдения за стабильностью аппаратуры и определения реальной точности измерений из разброса отдельных результатов. По ходу эксперимента варьировалась загрузка детекторов до $2 \cdot 10^3$ сек⁻¹ в нейтронном канале и 2 сек⁻¹ — в камере делений (U^{235}). Доля случайных совпадений при этом изменялась в пределах 10—30%.

Измерения \bar{v}/\bar{v}_0 были выполнены для 12 энергий нейтронов в диапазоне 0,08—1,5 Мэв, а также для нейтронов, полученных замедлением быстрых нейтронов ($E_n = 0,3$ Мэв) в парафиновом блоке. Спектр их характеризуется кадмиевым отношением 16.

Определение поправочного множителя A . Происхождение множителя A в выражении (2)

связано с влиянием причин, изменяющих условия регистрации нейтронов деления исследуемого изотопа и эталона. Рассмотрим их по порядку:

1. Эффективность нейтронного детектора при перемещении источника нейтронов вдоль оси центрального канала заметно падает к периферии. Зависимость эффективности $\eta(z)$ измерена с помощью «точечного» источника нейтронов спонтанного деления Cf^{252} , а также путем изменения положения рабочей камеры делений. Эффективность в случае протяженного по оси источника (U^{235}) меньше, чем для плоского, расположенного в центре (Cf^{252}). Соответствующий поправочный фактор составил $1,0111 \pm 0,0015$.

2. Поправка, связанная с угловой анизотропией эффективности детектора нейтронов K_ϕ — $1 \leq 0,004$ во всем изученном диапазоне E_n , подробно рассмотрена в работе [12]. Она возникает вследствие того, что при вынужденном делении из-за угловой анизотропии разлета осколков имеется угловая корреляция нейтронов деления с падающими, а при спонтанном делении такой корреляции нет.

3. Энергетическая зависимость эффективности $\eta(\epsilon)$ существенна из-за разницы спектров нейтронов деления $N(\epsilon)$ в сравниваемых случаях. Она изучалась экспериментально [12].

Поправка $K_\epsilon = 1 + \frac{\partial \ln \bar{\eta}}{\partial \bar{v}} \Delta \bar{v}$ основывается на полуэмпирической систематике Террелла [24] для спектров нейтронов деления и составляет $0,9907 \pm 0,0020$ для $E_n = 0$.

4. В ионизационной камере не регистрировалось около 20% делений U^{235} и 10% Cf^{252} . Оценки показывают, что дискриминация части актов деления в настоящем эксперименте вносит в абсолютные значения \bar{v} погрешность не более 0,25%. Она включалась в результирующую ошибку эксперимента.

5. Из-за конечной длительности импульсов и связанного с ней разрешающего времени T_0 в нейтронном канале возникают наложения, приводящие к просчетам. При регистрации совпадений имеет смысл различать два вида просчетов, обусловленных наложением полезных и фоновых импульсов и наложением полезных импульсов («самоналожением»). Наложения фоновых импульсов в каналах совпадений с задержкой и без задержки происходят одинаково.

Наиболее просто можно учесть наложения полезных и фоновых импульсов. Для этого

необходимо знать лишь разрешающее время нейтронного детектора T_0 :

$$\rho' = \rho(1 - 2T_0 N_\phi), \quad (3)$$

где $N_\phi \approx N_n$ — скорость счета фоновых импульсов; ρ' и ρ — измеряемое и истинное число регистрируемых на акт деления нейтронов. Эта поправка вводилась непосредственно при вычислениях и практически не влияла на отношение ρ_U/ρ_{Cf} благодаря тому, что измерения для урана и калифорния производились при примерно одинаковой загрузке нейтронного детектора. Соотношение (3) использовалось также для экспериментального определения T_0 .

Поправка на наложения импульсов от нейтронов из одного акта деления, т. е. полезных импульсов, вычислялась по формуле

$$K_\tau = 1 - 0,415\kappa(\rho_{\text{Cf}} - \rho_U), \quad (4)$$

где коэффициент

$$\kappa = 2T_0 \int_0^1 f^2(t) dt \frac{\bar{\eta}^2}{(\bar{\eta})^2} \quad (5)$$

с точностью до множителя $\bar{\eta}^2/(\bar{\eta})^2$ — вероятность наложения в продолжение длительности ворот T_0 двух импульсов, распределенных во времени по закону $f(t)$. Величина κ , найденная по формуле (5) из экспериментально определенного распределения $f(t)$ и величины $T_0 = 3,72 \pm 0,07$ мксек, а также из измерений ρ_{Cf} как функции η , составила $0,091 \pm 0,007$. Соответствующее значение K_τ для $E_n = 0$ равно $0,9893 \pm 0,0011$.

6. В использованных делящихся мишенях присутствуют U^{234} (~1%) и U^{238} (~9%). Вклад их в регистрируемое число делений составляет менее 3,5% даже в самом неблагоприятном случае ($E_n = 1,5$ Мэв). При разнице в \bar{v} для U^{234} , U^{235} , U^{238} , равной $\leq 3\%$ [17], верхняя оценка поправки на изотопные примеси составляет $\leq 0,1\%$.

7. Определенная часть делений в камере происходит под действием нейтронов, потерявших энергию в результате рассеяния в защите, коллиматоре, детекторах и т. д. Наиболее существен фон медленных нейтронов, проникающих в камеру из защиты и стен измерительного помещения. В прежних наших измерениях [12] преобладала последняя компонента фона. В условиях настоящего опыта суммарный фон, измерившийся с заглушкой вместо коллиматора, вдвое меньше и имеет иную зависимость от энергии падающих нейтронов. Соответ-

ствующий поправочный коэффициент $K_{\phi} - 1$ составляет $\leq 0,004$ и имеет неопределенность $\sim 30\%$.

Результаты измерений представлены в табл. 1, где последовательно приведены среднее значение и разброс энергии нейтронов $E_n \pm \Delta E_n$, число циклов измерений, экспериментальное отношение $\rho(E_n)/\rho_0$, значения $\bar{\nu}(E_n)/\bar{\nu}_0$ и $\bar{\nu}(E_n)$. В ошибку включена погрешность, найденная из разброса результатов отдельных циклов измерений и неопределенность поправочного коэффициента A , составляющая 0,4—0,5%. Для удобства сравнения с другими данными в качестве эталона взято часто употребляемое значение $\bar{\nu}_0 = 3,782$ [6, 13, 17], неопределенность которого при вычислении ошибок $\bar{\nu}(E_n)$ во внимание не принималась.

На рис. 2 полученные значения $\bar{\nu}$ для U^{235} сравниваются с результатами других работ, полученными в опытах с моноэнергетическими нейтронами с точностью не хуже 2%. Соответствующая выборка зарубежных данных взята из обзора [17]. Используемая здесь информация дополнена данными французской

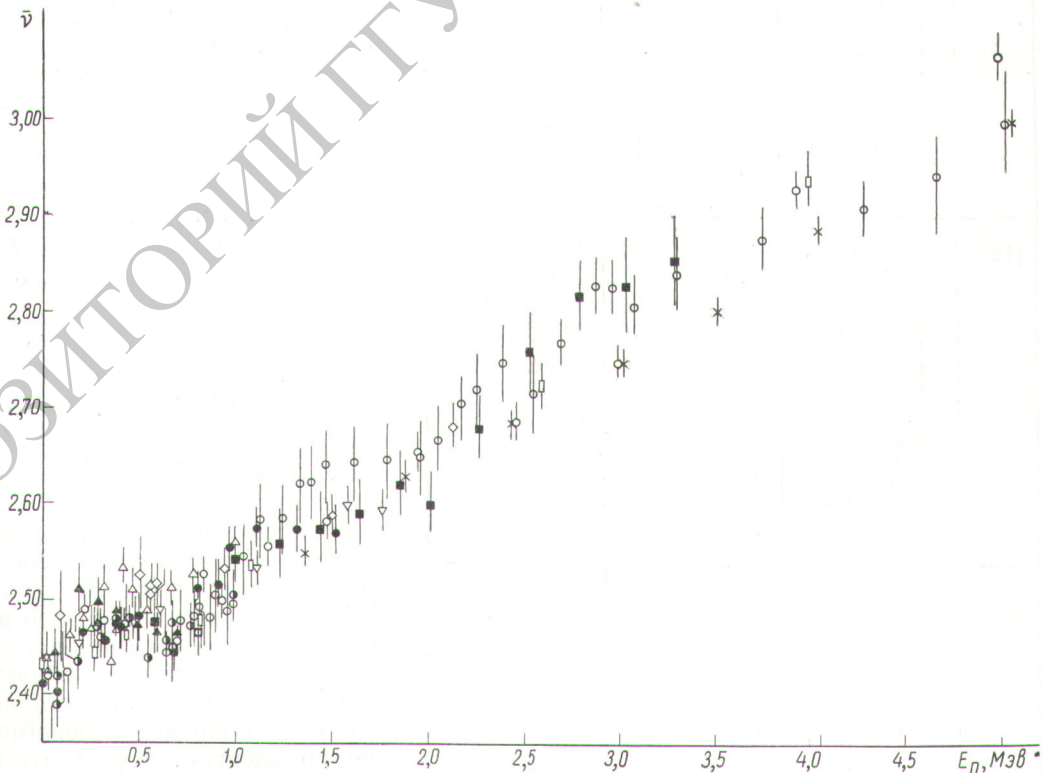
Результаты настоящей работы

Таблица 1

Число циклов	$E_n, \text{ Мэв}$	Экспериментальное значение $\rho(E_n)/\rho_0$	$\bar{\nu}(E_n)/\bar{\nu}_0$	$\bar{\nu}(E_n)$
16	0,00	$0,6438 \pm 0,0028$	$0,6379 \pm 0,0037$	$2,412 \pm 0,014$
7	0,080	$0,6426 \pm 0,0100$	$0,6358 \pm 0,0102$	$2,404 \pm 0,039$
10	$0,214 \pm 0,040$	$0,6566 \pm 0,0047$	$0,6524 \pm 0,0052$	$2,467 \pm 0,020$
17	$0,322 \pm 0,043$	$0,6540 \pm 0,0048$	$0,6498 \pm 0,0054$	$2,457 \pm 0,020$
19	$0,408 \pm 0,042$	$0,6580 \pm 0,0058$	$0,6543 \pm 0,0063$	$2,474 \pm 0,024$
15	$0,510 \pm 0,039$	$0,6602 \pm 0,0067$	$0,6569 \pm 0,0071$	$2,484 \pm 0,027$
15	$0,686 \pm 0,039$	$0,6519 \pm 0,0063$	$0,6484 \pm 0,0067$	$2,452 \pm 0,025$
15	$0,810 \pm 0,038$	$0,6663 \pm 0,0048$	$0,6648 \pm 0,0054$	$2,514 \pm 0,020$
15	$0,910 \pm 0,037$	$0,6670 \pm 0,0064$	$0,6659 \pm 0,0069$	$2,518 \pm 0,026$
31	$1,002 \pm 0,062$	$0,6797 \pm 0,0060$	$0,6764 \pm 0,0066$	$2,558 \pm 0,025$
15	$1,112 \pm 0,035$	$0,6814 \pm 0,0054$	$0,6816 \pm 0,0060$	$2,578 \pm 0,022$
15	$1,314 \pm 0,035$	$0,6797 \pm 0,0057$	$0,6806 \pm 0,0063$	$2,574 \pm 0,024$
10	$1,515 \pm 0,035$	$0,6764 \pm 0,0062$	$0,6801 \pm 0,0067$	$2,572 \pm 0,025$

группы [25] и новыми результатами измерений на селекторе быстрых нейтронов [26], перенормированными в соответствии с принятым стандартом для $\bar{\nu}_0$.

Определению $\bar{\nu}(0)/\bar{\nu}_0$ не придавали самостоятельного значения: эта величина установ-



лена с высокой точностью. Сопоставление данных с $\bar{v}(0)/\bar{v}_0$ с известным средневзвешенным значением $0,6391 \pm 0,0013$ [17] рассматривали как некоторое косвенное средство оценить точность измерений и последующей обработки. С той же целью были выполнены измерения \bar{v} для спонтанного деления Pu^{240} , которое также хорошо известно. Последние измерения [27] дают величину $\bar{v}(\text{Pu}^{240}) = 2,168 \pm 0,009$, а средневзвешенное значение, определенное из сводки данных работы [27], составляет $2,161 \pm 0,006$. Полученное нами для Pu^{240} значение $\bar{v} = 2,161 \pm 0,016$ хорошо согласуется с этими результатами. Для Cm^{244} также были проведены измерения величины \bar{v}/\bar{v}_0 , где $\bar{v} = 2,690 \pm 0,015$. Среднее значение $\bar{v}(\text{Cm}^{244})$

для совокупности данных о $\frac{\bar{v}(\text{Cm}^{244})}{\bar{v}(\text{Pu}^{240})}$, проанализированной в работе [28], составляет $2,700 \pm 0,029$.

Обсуждение. Совокупная информация об энергетической зависимости $\bar{v}(E_n)$ для U^{235} из-за разброса данных, в особенности при низких энергиях $\leq 1 \text{ Мэв}$, где разница $\bar{v}(E_n) - \bar{v}(0)$ имеет масштаб ошибок измерений, представляет определенные трудности как для интерпретации, так и для практического использования. В литературе широко распространено эмпирическое описание поведения $\bar{v}(E_n)$ с помощью простых зависимостей: линейной (1) [2—4, 8], параболической [6], отрезков ломаной [6, 9, 16, 17]. Однако даже качественное рассмотрение рис. 2, несмотря на значительное рассеяние экспериментальных данных, показывает, что точки группируются относительно некоторого среднего хода, имеющего более сложную структуру. Чтобы выявить эту структуру более отчетливо, рассмотрим отдельные выборки из совокупности экспериментальных данных, отдавая предпочтение наиболее подробным измерениям.

Значительную часть точек на низкоэнергетическом участке $\bar{v}(E_n)$ составляют данные работ [7, 10—12], проводившихся в Физико-энергетическом институте в разное время начиная с 1961 г. Поскольку информация, сообщенная в оригинальных работах, не всегда представлялась в удобной форме и это привело к некоторым неточностям, полезно дать сводку окончательных данных (табл. 2). Для всей группы указанных относительных измерений $\bar{v}(E_n)/\bar{v}(E_n^0)$ в качестве опорного служило значение \bar{v} при энергии $E_n^0 = 0,39 \text{ Мэв}$, для которого в работе [7] было измерено отношение $\bar{v}(E_n^0)/\bar{v}(0) = 1,025 \pm 0,007$. При абсолютизации результатов относительных измерений $\bar{v}(E_n)/\bar{v}(0)$, приведенных в табл. 2, принято значение $\bar{v}(0) = 2,418 \pm 0,005$, соответствующее [17] $\bar{v}(0)/\bar{v}_0 = 0,6391$ и $\bar{v}_0 = 3,782$.

Совокупность данных ФЭИ, включая результаты настоящей работы, на рис. 3 сравнивается с наиболее подробными данными других экспериментальных групп. Здесь данные работы [13], измеренные с наиболее высоким энергетическим разрешением и обнаруживающие резкие изменения в узкой области $E_n = 0,30 \div 0,42 \text{ Мэв}$ (см. рис. 2), для удобства сравнения с другими данными, имеющими худшее разрешение по энергии, усреднены (по трем точкам:

Результаты измерений \bar{v} , проведенных в ФЭИ

Таблица 2

Литература	E_n	$\bar{v}(E_n)/\bar{v}(0)$	\bar{v}	
[7]	0,08	$1,000 \pm 0,012$	$2,418 \pm 0,030$	
	0,08	$0,984 \pm 0,015$	$2,379 \pm 0,035$	
	$0,19 \pm 0,09$	$1,007 \pm 0,016$	$2,436 \pm 0,038$	
	$0,29 \pm 0,04$	$1,022 \pm 0,014$	$2,470 \pm 0,034$	
	$0,31 \pm 0,04$	$1,021 \pm 0,010$	$2,468 \pm 0,025$	
	$0,39 \pm 0,05$	$1,025 \pm 0,007$	$2,478 \pm 0,017$	
	$0,46 \pm 0,05$	$1,026 \pm 0,015$	$2,480 \pm 0,037$	
	$0,55 \pm 0,05$	$1,009 \pm 0,010$	$2,438 \pm 0,024$	
	$0,64 \pm 0,05$	$1,016 \pm 0,015$	$2,455 \pm 0,038$	
	$0,67 \pm 0,05$	$1,024 \pm 0,009$	$2,475 \pm 0,023$	
	$0,78 \pm 0,06$	$1,023 \pm 0,010$	$2,473 \pm 0,025$	
	$0,99 \pm 0,06$	$1,037 \pm 0,012$	$2,507 \pm 0,029$	
	[12]	$0,59 \pm 0,10$	$1,024 \pm 0,014$	$2,476 \pm 0,035$
		$0,81 \pm 0,09$	$1,020 \pm 0,014$	$2,466 \pm 0,035$
$1,02 \pm 0,08$		$1,052 \pm 0,011$	$2,543 \pm 0,027$	
$1,23 \pm 0,08$		$1,059 \pm 0,015$	$2,560 \pm 0,037$	
$1,44 \pm 0,07$		$1,062 \pm 0,015$	$2,568 \pm 0,037$	
$1,64 \pm 0,07$		$1,072 \pm 0,015$	$2,592 \pm 0,036$	
$1,85 \pm 0,07$		$1,084 \pm 0,014$	$2,622 \pm 0,034$	
$2,05 \pm 0,06$		$1,079 \pm 0,013$	$2,610 \pm 0,031$	
$2,25 \pm 0,06$		$1,109 \pm 0,015$	$2,682 \pm 0,037$	
$2,46 \pm 0,06$		$1,143 \pm 0,017$	$2,763 \pm 0,042$	
$2,76 \pm 0,06$		$1,166 \pm 0,016$	$2,820 \pm 0,038$	
$3,06 \pm 0,05$		$1,170 \pm 0,018$	$2,830 \pm 0,050$	
$3,25 \pm 0,05$		$1,182 \pm 0,019$	$2,857 \pm 0,046$	
[11]		0,08	$1,011 \pm 0,010$	$2,444 \pm 0,024$
	$0,20 \pm 0,05$	$1,038 \pm 0,010$	$2,511 \pm 0,025$	
	$0,30 \pm 0,05$	$1,033 \pm 0,009$	$2,498 \pm 0,023$	
	$0,50 \pm 0,05$	$1,023 \pm 0,009$	$2,473 \pm 0,022$	
	$0,60 \pm 0,05$	$1,020 \pm 0,009$	$2,466 \pm 0,021$	
	$0,70 \pm 0,05$	$1,019 \pm 0,009$	$2,464 \pm 0,022$	

0,298; 0,325; 0,358 и 0,375; 0,405; 0,425 Мэв). Результаты экспериментов, представленные на рис. 3, согласуются между собой вполне удовлетворительно и отчетливо демонстрируют наличие «ступеньки» в ходе \bar{v} в области 0,2—0,7 Мэв. Ступенчатый характер изменения $\bar{v}(E_n)$ при более высоких энергиях также весьма уверенно проявляется в двух наиболее подробных измерениях [12, 26]. Отмеченная структура энергетической зависимости $\bar{v}(E_n)$, наблюдавшаяся в прямых измерениях, в целом подтверждается также косвенными данными — результатами анализа энергетического баланса на основе экспериментальной информации о средней кинетической энергии [7, 14, 15, 29].

Попытка теоретической интерпретации ступенчатой зависимости $\bar{v}(E_n)$ при низких энергиях была предпринята в работе [18], в которой природа отступлений от линейной зависимости \bar{v} связывается с эффектами парной корреляции нуклонов в ядре, находящемся в переходном состоянии. Детальное обсуждение этой возможности объяснения наблюдаемой структуры хода $\bar{v}(E_n)$ выходит за рамки настоящей статьи. Кратко этот вопрос обсуждался в работе [10]. Здесь существенно только то, как из качествен-

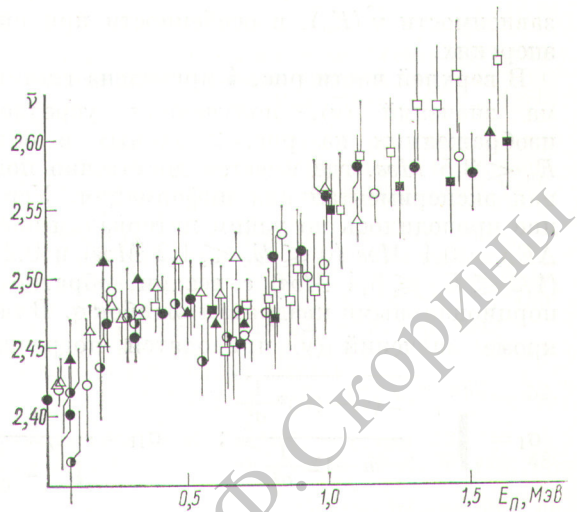


Рис. 3. Выборка данных наиболее подробных измерений \bar{v} :
 △ — [13]; ○ — [6]; ● — [7]; ▲ — [11]; ■ — [12];
 □ — [26]; ● — настоящая работа.

ного анализа экспериментальных данных и теоретических соображений не следует при выработке рекомендуемых для расчета реакторов констант прибегать к чрезмерным упрощениям

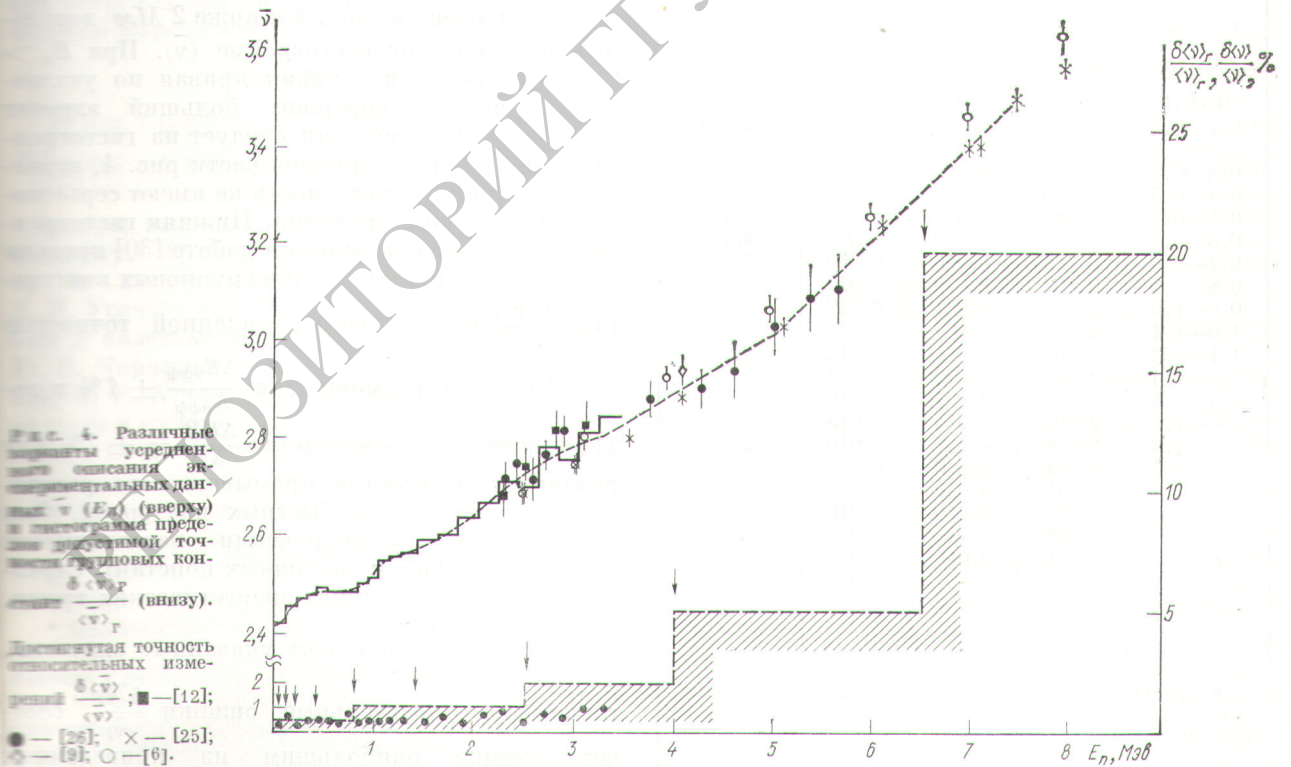


Рис. 4. Различные варианты усреднения описания экспериментальных данных $\bar{v}(E_n)$ (вверху) и диаграмма предельно достижимой точности относительных констант $\frac{\delta\langle v \rangle_r}{\langle v \rangle_r}$ (внизу).
 Достигнутая точность относительных измерений $\frac{\delta\langle v \rangle}{\langle v \rangle}$: ■ — [12]; ● — [26]; × — [25]; ○ — [9]; ○ — [6].

зависимости $\bar{v}(E_n)$, в особенности при низких энергиях.

В верхней части рис. 4 приведена гистограмма значений $\langle \bar{v} \rangle$, полученных усреднением изображенных на рис. 2 данных в области $E_n < 3,5$ Мэв, где имеется достаточно подробная экспериментальная информация. Усреднение проводилось по узким интервалам энергии $\Delta E_n = 0,1$ Мэв ($0 \leq E_n \leq 1,2$ Мэв) и $0,2$ Мэв ($1,2 \leq E_n \leq 3,4$ Мэв) с весами, обратно пропорциональными квадратам ошибок σ . В табл. 3 кроме значений $\langle \bar{v} \rangle$ приводятся погрешности

$$\sigma_I = \sqrt{\frac{\sum (\bar{v}_i - \langle \bar{v} \rangle)^2 \frac{1}{\sigma_i^2}}{n - 1 \sum \frac{1}{\sigma_i^2}}}; \quad \sigma_{II} = \frac{1}{\sqrt{\sum \frac{1}{\sigma_i^2}}}$$

первая из которых отражает разброс значений \bar{v}_i внутри данного интервала ΔE_n , вторая — точность генерального среднего $\langle \bar{v} \rangle$ при условии совместимости усредняемых величин. Величины ошибок σ_I и σ_{II} , за исключением несколь-

Усредненные рекомендованные значения \bar{v} для U^{235}

Таблица 3

$E_n, \text{Мэв}$	$\langle \bar{v} \rangle$	σ_I	σ_{II}	$\bar{v}(E_n) *$
0—0,1	2,423	0,005	0,007	2,425
0,1—0,2	2,455	0,010	0,014	2,455
0,2—0,3	2,474	0,006	0,007	2,472
0,3—0,4	2,475	0,010	0,007	2,481
0,4—0,5	2,493	0,011	0,008	2,486
0,5—0,6	2,485	0,010	0,009	2,485
0,6—0,7	2,485	0,009	0,008	2,485
0,7—0,8	2,488	0,016	0,009	2,488
0,8—0,9	2,502	0,009	0,010	2,501
0,9—1,0	2,512	0,007	0,010	2,515
1,0—1,1	2,549	0,007	0,010	2,547
1,1—1,2	2,555	0,011	0,011	2,558
1,2—1,4	2,564	0,010	0,011	2,566
1,4—1,6	2,591	0,007	0,010	2,586
1,6—1,8	2,609	0,014	0,015	2,609
1,8—2,0	2,638	0,007	0,010	2,636
2,0—2,2	2,671	0,019	0,020	2,673
2,2—2,4	2,716	0,020	0,023	2,706
2,4—2,6	2,702	0,011	0,010	2,736
2,6—2,8	2,788	—	0,022	2,764
2,8—3,0	2,756	0,016	0,009	2,786
3,0—3,2	2,814	—	0,027	2,806
3,2—3,4	2,848	—	0,029	2,826

* Значения $\bar{v}(E_n)$ соответствуют рекомендованной плавной кривой на рис. 4 для середины указанного интервала энергии. Выше 3,5 Мэв она соответствует выражениям (6), (7).

ких интервалов, отличаются мало. Это показывает, что рассеяние данных имеет преимущественно случайную статистическую природу. Отметим также, что результаты настоящей работы (см. табл. 1) хорошо согласуются со средними значениями $\langle \bar{v} \rangle$.

При энергиях $E_n > 3$ Мэв процедура усреднения данных разных авторов для выработки рекомендованной кривой $\bar{v}(E_n)$ становится неэффективной по двум причинам. Во-первых, сильно уменьшается плотность данных. Во-вторых, среди них при усреднении преобладают относительно редкие значения французской группы [25], которые имеют наименьшую ошибку, но проходят на 4—1,5% ниже основной массы точек \bar{v}_i . Эти обстоятельства из-за подавляющего веса данных [25] приводят к «дрожанию» гистограммы в зависимости от того, есть значение [25] в данном интервале ΔE_n или нет, что, например, уже отчетливо проявилось на участке 2,5—3,5 Мэв. Это видно на рис. 4, где выше 2,5 Мэв приведены также оригинальные значения \bar{v}_i . Выше 5,5 Мэв значений \bar{v}_i [26] не приведено из-за резкого снижения точности этих измерений.

Пунктиром на рис. 4 показана рекомендуемая плавная зависимость $\bar{v}(E_n)$ для U^{235} , которая также отражена в табл. 3 и ниже 2 Мэв довольно точно следует гистограмме $\langle \bar{v} \rangle$. При $E_n > 2$ Мэв рекомендованная кривая по указанным причинам содержит больший элемент произвола. Однако, как следует из гистограммы, приведенной в нижней части рис. 4, возникающие при этом неточности не имеют серьезного практического значения. Нижняя гистограмма изображает оцененные в работе [30] пределы допустимых погрешностей в групповых константах $\frac{\delta \langle \bar{v} \rangle_{\Gamma}}{\langle \bar{v} \rangle_{\Gamma}}$ при расчете с заданной точностью

коэффициента размножения $\frac{\Delta K_{эфф}}{K_{эфф}} \pm 1\%$ и ко

эффициента воспроизводства $\frac{\Delta K_B}{K_B} = \pm 2\%$ для

различных вариантов промышленного реактора-размножителя на быстрых нейтронах. Они получены в предположении независимости источников ошибок различных констант. Стрелками показаны границы энергетических групп

для которых $\frac{\delta \langle \bar{v} \rangle_{\Gamma}}{\langle \bar{v} \rangle_{\Gamma}}$ имеют указанные значения

точками — относительные ошибки $\frac{\delta \langle \bar{v} \rangle}{\langle \bar{v} \rangle}$, соот

ветствующие наибольшему из приведенны

ЛИТЕРАТУРА

в табл. 3 величин σ_I и σ_{II} : $\sigma(\bar{v}) = \max(\sigma_I, \sigma_{II})$.

Таким образом, точность групповых констант будет меньше $\delta(\bar{v})$ для групп, которые шире принятого интервала усреднения, и больше при обратном соотношении. Из сравнения требований расчета с достигнутой точностью эксперимента следует*, что:

1) в большей области E_n , во всяком случае при $E_n \geq 1$ Мэв, имеющиеся сведения о зависимости $\bar{v}(E_n)$ для U^{235} вполне удовлетворяют запросам практики, основанным на разумных требованиях к точности современного расчета реакторов;

2) усилия экспериментаторов в ближайшем будущем полезно было бы сосредоточить на низоэнергетической области E_n , где в интервале 1—40 кэв данные отсутствуют вообще, а на участке 0,04—1,0 Мэв желательно увеличение точности в 1,5—2 раза.

Зависимость $\bar{v}(E_n)$ на участке 1,2—5 Мэв для многих практических целей может быть упрощена и описана линейной зависимостью (1):

$$\bar{v}(E_n) = (2,395 \pm 0,033) + (0,127 \pm 0,009) E_n, \quad (6)$$

конкретный вид которой установлен с помощью метода наименьших квадратов. При более высоких энергиях удобно воспользоваться эмпирическими выражениями, взятыми из работы [25]:

$$\bar{v}(E_n) = \begin{cases} 2,028 + 0,200 E_n; & 5,0 < E_n < 7,5 \text{ Мэв;} \\ 2,485 + 0,139 E_n; & 7,5 < E_n < 15 \text{ Мэв.} \end{cases} \quad (7)$$

Авторы выражают благодарность В. Г. Чайкивскому, В. И. Королеву и А. П. Горшкову за изготовление партии He^3 -счетчиков, Л. Н. Усачеву и М. Ф. Троянову за интерес к работе и полезные обсуждения, К. Е. Володину, Ю. В. Корякину, В. В. Ермакову, В. П. Чановой, П. Е. Хренову за помощь при измерениях, выкатке и изготовлении аппаратуры, В. В. Глинскому, Г. А. Стригину и всему обслуживающему персоналу за обеспечение качественной работы ускорителя.

Поступила в Редакцию 28/V 1970 г.

* Приведенная на рис. 4 гистограмма $\frac{\delta(\bar{v})_r}{\langle \bar{v} \rangle_r}$ рассчитана в работе [30] для реакторов с горючим из Pu^{239} , а не U^{235} , но это различие несущественно для оценки сравнительных требований к точности измерений \bar{v} в разных областях энергии нейтронов.

1. В. И. Калашникова и др. Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии. Отд. физ.-матем. наук. М., Изд. АН СССР, 1955, стр. 156.
2. R. Leachman. Phys. Rev., **101**, 1005 (1956).
3. R. Leachman. Proc. of the Second Inter. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy. New York, 1958, Vol. 15, p. 229.
4. I. Bondarenko et al. Там же, стр. 353.
5. A. Moat, D. Mather, P. Fieldhouse. Proc. of the Seminar of the Physics of Fast and Intermediate Reactor. Vol. 1. Vienna, IAEA, 1961, p. 139; I. Bondarenko. Там же, т. 3, стр. 451.
6. D. Mather, P. Fieldhouse, A. Moat. Phys. Rev., **133**, B1403 (1964).
7. Yu. A. Blyumkina et al. Nucl. Phys., **52**, 648 (1964).
8. D. Butler et al. См. [5], т. 1, стр. 125.
9. I. Hopkins, B. Diven. Nucl. Phys., **48**, 433 (1963).
10. I. Bondarenko et al. Congres International de Physique Nucleaire, II, Paris, VII, 1964, p. 1132; Л. И. Прохорова, Г. Н. Смиренкин, Д. Л. Шпак. Nuclear Data for Reactors, Vol. II. IAEA, 1967, p. 67.
11. В. Ф. Кузнецов, Г. Н. Смиренкин. Nuclear Data for Reactors. Vol. II. IAEA, 1967, p. 75.
12. Л. И. Прохорова, Г. Н. Смиренкин. «Ядерная физика», **7**, 961 (1968).
13. J. Meadows, J. Whalen. J. Nucl. Energy, **21**, 157 (1967).
14. В. И. Большов и др. «Ядерная физика», **6**, 1162 (1967).
15. П. П. Дьяченко, Б. Д. Кузьминов, М. З. Тараско. Там же, **8**, 286 (1968); Р. Дуаченко, В. Кузьминов, А. Хайтай. Phys. Letters, **31B**, 122 (1970).
16. Neutron Cross Sections. BNL-325, Second edit., Suppl. No. 2, Vol. III, 1965, p. 163.
17. F. Fillmore. J. Nucl. Energy, **22**, 79 (1968).
18. В. М. Струтинский, В. А. Павлинчук. Physics and Chemistry of Fission. Vol. I, Vienna, IAEA, 1965, p. 127.
19. D. Mather, P. Fieldhouse, A. Moat. Nucl. Phys., **66**, 149 (1965).
20. H. Conde. Arkiv. Fistic, **29**, 293 (1965).
21. А. И. Сергачев и др. «Ядерная физика», **7**, 778 (1968).
22. I. Meadows, I. Whalen. Phys. Rev., **126**, 197 (1962).
23. D. Colvin, M. Sowerby. Physics and Chemistry of Fission. Vol. II, Vienna, IAEA, 1965, p. 25.
24. J. Terrell. Phys. Rev., **113**, 527 (1959).
25. M. Soleilhas, J. Frehaut, J. Gauriau. J. Nucl. Energy, **23**, 257 (1969).
26. M. Savin et al. Second International IAEA Conference on Nuclear Data for Reactors. Paper CN-26/40. Helsinki, 1970.
27. J. Boldeman. J. Nucl. Energy, **22**, 63 (1968).
28. В. И. Большов и др. «Атомная энергия», **17**, 28 (1964).
29. В. Г. Воробьева и др. См. [26], доклад CN-26/88.
30. B. Diven et al. Phys. Rev., **101**, 1012 (1956)

