

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:

Ядерные константы

ВЫПУСК

3 (3⁴)

979

НАСТОЯЩИЙ СБОРНИК ИЗДАЕТСЯ ПЕРИОДИЧЕСКИ. В ГОД ВЫХОДЯТ ЧЕТЫРЕ ВЫПУСКА. СБОРНИК ВКЛЮЧАЕТ СТАТЬИ ПО ТЕМАТИКАМ:

— НЕЙТРОННЫЕ ДАННЫЕ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 0,0001 эВ—20 МэВ;

— НЕНЕЙТРОННЫЕ ДАННЫЕ: КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ.

В СБОРНИКЕ ПУБЛИКУЮТСЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ, ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ, ОБЗОРНЫЕ, КОМПИЛЯЦИОННЫЕ РАБОТЫ; ОПИСАНИЯ АЛГОРИТМОВ И ПРОГРАММ РАСЧЕТА И ОБРАБОТКИ ЯДЕРНЫХ ДАННЫХ; ВОПРОСЫ ПЛАНИРОВАНИЯ ЯДЕРНОГО ЭКСПЕРИМЕНТА И ДР.

ЕЖЕГОДНЫЙ ТИРАЖ ОПРЕДЕЛЯЕТСЯ ЗАЯВКАМИ, ПОСТУПИВШИМИ ОТ СОВЕТСКИХ И ЗАРУБЕЖНЫХ ОРГАНИЗАЦИЙ В ЦНИИатоминформ.

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

Серия: Ядерные константы

Выпуск 3(34)

Научно-технический сборник

Москва 1979

ЦЕНТРАЛЬНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ИНФОРМАЦИИ
И ТЕХНИКО-ЭКОНОМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ ПО АТОМНОЙ НАУКЕ И ТЕХНИКЕ

СОДЕРЖАНИЕ

Коньшин В.А., Жарков В.Ф., Суховицкий Е.Ш. Оценка сечения деления ^{235}U в энергетической области 0,1 кэВ-20 МэВ	3
Воропаев А.И., Ваньков А.А., Возяков В.В., Кривцов А.С., Манохин В.Н., Цыкунов А.Г. Групповые нейтронные сечения деления и радиационного захвата трансактиноидов	34
Ловчикова Г.Н., Сальников О.А., Симмаков С.П., Труфанов А.М. Дифференциальные сечения неупругого рассеяния нейтронов с энергией (5,34±0,05) МэВ на ^{113}In	61
Хохлов В.Ф., Шейно И.Н., Ткачев В.Д. Подготовка малогрупповых констант для расчетов защиты	64
Виноградов В.Н., Гай Е.В., Работнов Н.С., Филиппов В.В. Корректировка детальной энергетической зависимости полного нейтронного сечения	70
Глуховец А.Н., Мякишев Г.А., Тараско М.З., Филиппов В.В. Спектры нейтронов прострела и плотность распределения полного нейтронного сечения	73
Сычев Б.С. Ядерные константы для решения задач радиационной физики высоких энергий	78
Дудкин В.Е., Пьянов И.И., Степнов В.Д. Константы взаимодействия ядер с ядрами при энергиях 0,1-1,0 ГэВ/нуклон	79
Библиографический индекс работ научно-технического сборни- ка "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы", 1979, вып. 3(34) в Международной системе СИИДА	84
Требования к авторским текстам, поступающим для издания в научно-техническом сборнике "Вопросы атомной науки и техники"	85

Главный редактор В.А.КУЗНЕЦОВ

Редакционная коллегия: А.А.Абагян, Б.Г.Дубовский,
В.Г.Заграфов, Ю.С.Замятин, О.Д.Казачковский, Д.А.Кардашев.
(ответственный секретарь), В.Н.Манохин, И.Г.Морозов, В.И.Мостовой,
П.Э.Немировский, М.Н.Николаев, В.В.Орлов, К.А.Петржак, С.И.Сухоручкин,
Л.Н.Усачев (заместитель главного редактора)

© Центральный научно-исследовательский институт
информации и технико-экономических исследований
по атомной науке и технике (ЦНИИатоминформ), 1979

УДК 621.175.4

ОЦЕНКА СЕЧЕНИЯ ДЕЛЕНИЯ ^{235}U В ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ОБЛАСТИ 0,1 кэВ - 20 МэВ

В.А. Моньшин, В.Ф. Марков, Е.Ш. Суховицкий

THE σ_f ^{235}U -FISSION CROSS-SECTION EVALUATION IN THE ENERGY REGION FROM 0,1 keV TO 20 MeV. The method for determining of evaluated data errors is suggested taking into account the correlation between experimental errors. The total experimental errors are split into partial ones. The connection of the present method with the least square one is shown. The experimental correlation coefficient matrices for each partial error, as well as for different energy intervals are given. The method is used for the σ_f ^{235}U evaluation taking into consideration 28 works. The comparison of the evaluated data obtained with the ENDF/B-V-data shows their agreement within 1 to 3%.

За последние годы опубликованы экспериментальные работы по измерению сечения деления (σ_f) ^{235}U , отличающиеся от известных ранее более современной постановкой эксперимента и меньшими погрешностями [1-3]. Кроме того, новые данные имеют более низкие значения сечений. В связи с этим возникла необходимость проведения новой оценки сечения деления ^{235}U , в которой наряду с известными ранее результатами были бы учтены и новые. Следует отметить, что при оценках особое внимание должно уделяться не только значениям σ_f , но и величине ошибки оценки, так как ошибки многих экспериментальных работ оказываются довольно сильно закоррелированными из-за использования сходных методик измерения и стандартов.

Метод оценки, позволяющий провести подробный анализ корреляций между ошибками экспериментов, предложен в работе [9]. Суть метода: для учета корреляций между ошибками последние предлагается разбивать на парциальные, независимые в каждом эксперименте. Полные ошибки экспериментов коррелируют между собой через парциальные ошибки. Указанные предложения позволяют записать для оцененной величины сечения $\sigma_{\text{оц}}$ и истинной неизвестной величины σ_0 следующее выражение [9]:

$$\overline{|\sigma_{\text{оц}} - \sigma_0|^2} = \sum_{k=1}^{NS} \sum_{i=1}^{NA} \sum_{j=1}^{NA} a_i a_j K_{kij} \sqrt{|\Delta\sigma_{ik}|^2} \sqrt{|\Delta\sigma_{jk}|^2}, \quad (1)$$

где коэффициент корреляции между k -ми парциальными ошибками i -го и j -го экспериментов

$$K_{kij} = \frac{\overline{\Delta\sigma_{ik} \Delta\sigma_{jk}}}{\sqrt{|\Delta\sigma_{ik}|^2} \sqrt{|\Delta\sigma_{jk}|^2}}; \quad (2)$$

$\Delta\sigma_{ik,jk}$ - k -я парциальная ошибка i -го (j -го) эксперимента; NS - число парциальных ошибок; NA - число участвующих в оценке экспериментов; $a_{i,j}$ - статистический вес эксперимента, причем

$$\sum_{i=1}^{NA} a_i = 1 \quad (a_i > 0). \quad (3)$$

В оценке используются такие "веса" экспериментальных данных, которые минимизируют ошибку оцененной величины (1). Очевидно, они зависят от парциальных ошибок экспериментов и коэффициен-

тов корреляций между ними, т.е. отражают реальную ситуацию и свидетельствуют о правоте того или иного эксперимента. Покажем, что в случае полного отсутствия корреляций этот метод эквивалентен методу наименьших квадратов со статистическими весами, обратно пропорциональными квадрату ошибки. В этом случае $K_{kij} = \sigma_{ij}$ и выражение (1) принимает вид

$$\overline{|\sigma_{оц} - \sigma_0|^2} = \sum_k \sum_i^{NS} \alpha_i^2 \overline{|\Delta\sigma_{ik}|^2} = \sum_i^{NA} \alpha_i^2 \overline{|\Delta\sigma_i|^2}. \quad (4)$$

Величины α_i , минимизирующие $\overline{|\sigma_{оц} - \sigma_0|^2}$, могут быть найдены из условия

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial \alpha_n} \overline{|\sigma_{оц} - \sigma_0|^2} = 0, & n \neq \ell; \\ \sum \alpha_i = 1. \end{cases} \quad (5)$$

Преобразуем выражение (4), выделив ℓ -й эксперимент, к виду

$$\overline{|\sigma_{оц} - \sigma_0|^2} = \sum_{i \neq \ell} \alpha_i^2 \overline{|\Delta\sigma_i|^2} + \alpha_\ell^2 \overline{|\Delta\sigma_\ell|^2}$$

и подставим $\alpha_\ell = 1 - \sum_{i \neq \ell} \alpha_i$. Тогда

$$\overline{|\sigma_{оц} - \sigma_0|^2} = \sum_{i \neq \ell} \alpha_i^2 \overline{|\Delta\sigma_i|^2} + \sum_{i \neq \ell} \sum_{m \neq \ell} \alpha_i \alpha_m \overline{|\Delta\sigma_\ell|^2} - 2 \sum_{i \neq \ell} \alpha_i \overline{|\Delta\sigma_\ell|^2} + \overline{|\Delta\sigma_\ell|^2}. \quad (6)$$

Дифференцируя выражение (6) по α_n , где $n = 1, \dots, NA$ ($n \neq \ell$), получим NA - **I**-уравнение вида

$$\frac{\partial \overline{|\sigma_{оц} - \sigma_0|^2}}{\partial \alpha_n, n \neq \ell} = 2 \alpha_n \overline{|\Delta\sigma_n|^2} - 2 \overline{|\Delta\sigma_\ell|^2} + 2 \sum_{i \neq \ell} \alpha_i \overline{|\Delta\sigma_\ell|^2} \quad (7)$$

$$\text{или } \alpha_n \overline{|\Delta\sigma_n|^2} = \left(1 - \sum_{i \neq \ell} \alpha_i\right) \overline{|\Delta\sigma_\ell|^2},$$

откуда, используя условие $1 - \sum_{i \neq \ell} \alpha_i = \alpha_\ell$, получим

$$\frac{\alpha_n}{\alpha_\ell} = \frac{\overline{|\Delta\sigma_\ell|^2}}{\overline{|\Delta\sigma_n|^2}}, \quad n \neq \ell, i = 1, \dots, NA. \quad (8)$$

Таким образом, в случае отсутствия корреляций между ошибками экспериментов "веса" обратно пропорциональны квадратам ошибок.

При наличии корреляций система (5) приводится к системе линейных уравнений $NA - 1$:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{|\sigma_{оц} - \sigma_0|^2}}{\partial \alpha_n, n \neq \ell} = & 2 \sum_k \sum_{i \neq \ell}^{NS} \alpha_i \left(K_{kin} \sqrt{|\Delta\sigma_{ik}|^2} \sqrt{|\Delta\sigma_{nk}|^2} - K_{ki\ell} \sqrt{|\Delta\sigma_{ik}|^2} \sqrt{|\Delta\sigma_{\ell k}|^2} - \right. \\ & \left. - K_{k\ell n} \sqrt{|\Delta\sigma_{\ell k}|^2} \sqrt{|\Delta\sigma_{nk}|^2} + K_{k\ell\ell} \sqrt{|\Delta\sigma_{\ell k}|^2} \sqrt{|\Delta\sigma_{\ell k}|^2} \right) + \\ & + 2 \left(K_{kne} \sqrt{|\Delta\sigma_{nk}|^2} \sqrt{|\Delta\sigma_{\ell k}|^2} - K_{k\ell\ell} \sqrt{|\Delta\sigma_{\ell k}|^2} \sqrt{|\Delta\sigma_{\ell k}|^2} \right) = 0. \end{aligned} \quad (9)$$

Формула (1) дает ошибку оцененной величины для отдельной точки кривой. Определим коэффициент корреляции ошибок двух любых оцененных точек n и m как

$$B_{nm} = \frac{\overline{\Delta\sigma_n \Delta\sigma_m}}{\sqrt{|\Delta\sigma_n|^2} \sqrt{|\Delta\sigma_m|^2}}, \quad (10)$$

где $\Delta\sigma_n$ и $\Delta\sigma_m$ - ошибки оцененных величин в указанных точках. Они определяются как

$$\Delta\sigma_n = \sum_i^{NA} \sum_k^{NS} \Delta\sigma_{ikn} a_{in}, \quad (11)$$

и

$$\Delta\sigma_m = \sum_j^{NA} \sum_k^{NS} \Delta\sigma_{jkm} a_{jm}, \quad (12)$$

где a_{jm} - "вес" j -го эксперимента при использовании его в оценке в точке m ; $\Delta\sigma_{jkm}$ - k -я парциальная ошибка j -го эксперимента в точке m . Аналогично a_{in} и $\Delta\sigma_{ikn}$ - "вес" и k -я парциальная ошибка i -го эксперимента при использовании его в оценке в точке n .

Вводя коэффициент корреляции k -х ошибок i -го и j -го экспериментов в точках n и m (как и ранее считается, что парциальные ошибки одного эксперимента независимы)

$$K_{kinjm} = \frac{\overline{\Delta\sigma_{ikn} \Delta\sigma_{jkm}}}{\sqrt{|\Delta\sigma_{ikn}|^2} \sqrt{|\Delta\sigma_{jkm}|^2}} \quad (13)$$

и считая его не зависящим от выбранной точки ($K_{kinjm} \equiv K_{kij}$), получим коэффициент корреляции между ошибками точек кривой энергетической зависимости сечения деления

$$B_{nm} = \frac{\sum_k^{NS} \sum_i^{NA} \sum_j^{NA} a_{in} a_{jm} K_{kij} \sqrt{|\Delta\sigma_{ikn}|^2} \sqrt{|\Delta\sigma_{jkm}|^2}}{\sqrt{|\Delta\sigma_n|^2} \sqrt{|\Delta\sigma_m|^2}}. \quad (14)$$

Описанный алгоритм реализован в программе ЭВМ, которая на основе парциальных ошибок и корреляций между ними методом итерации определяет "веса" экспериментальных данных, минимизирующие ошибку оцененной величины, а также ошибки оцененных величин в различных точках и коэффициенты корреляции между ними.

Оценка сечения деления ^{235}U была сделана в двух энергетических областях: 100 эВ - 100 кэВ, где сечение имеет заметную структуру, и 100 кэВ - 20 МэВ, где сечение деления может быть представлено гладкой кривой. Экспериментальные данные, полученные для тепловой области энергий, должны быть перенормированы единым образом. Ошибки, возникающие из-за смещения энергетической шкалы и разницы в энергетическом разрешении, могут быть сведены к минимуму нормировкой по широкому интервалу энергий (100 эВ - 1 кэВ). В табл.1 [1] приведены значения интегралов деления для ^{235}U .

Оценка сечения деления ^{235}U в области энергий ниже 1 эВ была сделана в работе [1], где при 0,0253 эВ получено $\sigma_f = (583,54 \pm 1,7)$ б. Эта величина совпадает со значением работы [2] - при 0,0253 эВ $\sigma_f = (583,5 \pm 1,3)$ б.

В работе [10] предложено использовать как возможную область для перенормировки интеграл деления от 7,8 до 11 эВ. Проведенный в работе [1] анализ показал, что имеется некоторое систематическое отклонение результатов [10] от оцененной кривой. Это может быть связано с изменением ширины канала анализатора в указанной области. Поэтому нормировка только к данным работы [10] может оказаться нецелесообразной. Однако существуют другие измерения, сделанные в тепловой области энергий [4,7,11-15]. Перенормировка их к $\sigma_f = 583,5$ б при 0,0253 эВ позволяет рассчитать интеграл деления от 7,8 до 11 эВ. В работе [1] в качестве оцененной величины интеграла

Значения интегралов деления I_f для ^{235}U

Литература	$^{2200}\sigma_f, \sigma$ (получено методом наименьших квадратов в работе [1])	$I_f = \int_{7,8\text{эВ}}^{11\text{эВ}} \sigma_f dE, \sigma \cdot \text{эВ}$ (экспериментальные данные)	$I_f = \int_{7,8\text{эВ}}^{11\text{эВ}} \sigma_f dE, \sigma \cdot \text{эВ}$ (перенормировано к $^{2200}\sigma_f = 583,5 \sigma$)	Использовались ли данные в оценке работы [1]
[4]	$580,05 \pm 2,0$	234,62	$235,90 \pm 3,54$	Использовались
[7]	$585,0 \pm 2,6$	242,27	$240,60 \pm 2,40$	"
[8]	-	238,40	-	Не использовались. Относительные данные получены нормировкой к данным [1]
[10]	$569,8 \pm 2,3$	237,35	$243,06 \pm 2,40$	Использовались
[11]	$574,1 \pm 2,3$	237,40	$241,30 \pm 4,80$	"
[12]	$569,9 \pm 2,0$	246,02	$251,91 \pm 7,56$	Из-за большого отклонения от других данных "вес" снижен в три раза
[13]	$577,3 \pm 1,8$	229,38	$231,36^x$	Не использовались, так как данные были получены в области до 10 эВ
[14]	$591,4 \pm 2,8$	232,80	229,70	Не использовались из-за значительного отличия формы кривой от формы кривой, полученной по другим данным
[15]	$537,1 \pm 5,9$	217,51	236,30	То же
[16]	-	240,0	-	"

^x Получено из средней величины отношения интеграла деления от 7,8 до 11 эВ к интегралу деления от 7,4 до 10 эВ, равной 1,07533.

деления от 7,8 до 11 эВ дается значение $(241,24 \pm 6,75) \sigma \cdot \text{эВ}$, полученное как средневзвешенная величина [4,7,10,11]. При этом данные работы [12] были использованы с уменьшенным в три раза "весом" из-за большого отклонения от других результатов, данные работы [13] не использовались, так как были получены лишь в области до 10 эВ, а данные работ [14,15] не использовались из-за существенного отличия формы кривых и систематического различия результатов в тепловой области. Ошибка в интеграле деления, равная $\pm 2,8\%$, была получена [1] на основе предположения о 50%-ной вероятности того, что эта величина в работе [4] верна.

В табл.2 приведены значения интегралов деления в области 0,1-1,0 кэВ. Имеется семь рядов экспериментальных данных в этой области энергий, которые могут рассматриваться как абсолютные [4,7,8,11-18], причем первые пять простираются в тепловую область и позволяют провести перенормировку к интегралу деления от 7,8 до 11 эВ, равному $241,24 \sigma \cdot \text{эВ}$, на основе данных табл.1. Идея нормировки такая же, как и при создании версии ENDF/B-V [23]. Коэффициент перенормировки этих данных указан в табл.2. Перед нормировкой необходимо было ввести поправку на современное значение сечений реакций $^{10}\text{B}(n,\alpha)$ и $^6\text{Li}(n,\alpha)$ [8]. Данные [17], [18], полученные методом подземного ядерного взрыва, определены начиная с энергии 20 эВ, поэтому не позволяют провести перенормировку в области 7,8-11 эВ. Поскольку эти данные - результат абсолютных измерений и при низких энергиях поправка на угловое распределение реакции $^6\text{Li}(n,\alpha)$, которая должна быть в них внесена, мала, они были использованы для получения средневзвешенного значения интеграла деления в области 0,1-1,0 кэВ, хотя их влияние и невелико из-за значительной погреш-

Значения интегралов деления ^{235}U в области 0,1-1,0 кэВ

Измерения	Литература	$I_1 = \int_{0,1\text{кэВ}}^{1,0\text{кэВ}} \sigma_f dE, \text{б}\cdot\text{эВ}$		Коэффициент перенормировки	Перенормированный $I_1, \text{б}\cdot\text{эВ}$	
		Экспериментальные данные	Данные с учетом поправки на ^{10}B или ^{6}Li			
Абсолютные	[11]	12300 ± 492	12203 ± 488	1,016175	к $I_f =$ = 241,24 ± 6,75 [1]	12400 ± 607
	[7]	11490 ± 229	11451,7 ± 286	0,995748		11403 ± 428
	[4]	11778 ± 235	11475,2 ± 286	1,028215		11799 ± 442
	[8]	(10380) ^x	(10410) ^x	(1,011912)		(10534) ^x
	[16]	11641,8 ± 233	11675,4 ± 292	1,011912		11815 ± 473
		12287	12141,3 ± 303	1,005166	12204 ± 458	
						11864 (средневзвешенный)
	[17]	11866 ± 949	11732 ± 940	Не перенормировалось		
[18]	12490 ± 999	12400 ± 990	"			
					11883±446 (средневзвешенный данных [4,7,8,11,16-18])	
Относительные	[10]	12212 ± 733	12115 ± 727	0,980850	к $I_1 = 11883\pm 446$	
	[19]	12377 ± 495	12333 ± 493	0,963512		
	[20]	12715 ± 890	12625 ± 885	0,941227		
	[21]	12405 ± 1240	12240 ± 1224	0,970833		
	[15]	11866 ± 1187	11688 ± 1187	1,016683		
	[22]	12377 ± 495	12332 ± 495	0,963590		
	[6]	12260 ± 680	12216 ± 670	0,972740		

^x Интеграл деления I_2 , вычисленный по интервалам 0,1-0,3 кэВ и 0,4-1 кэВ; I_1 получен из отношения I_1/I_2 , равного 1,12156.

ности (около 8%). Средневзвешенное значение интеграла деления в области 0,1-1,0 кэВ равно (11883 ± 446) б·эВ. Экспериментальным данным [11] была приписана 3,3%-ная ошибка. После перенормировки к значению (241,24 ± 6,75) б·эВ (около 2,8%) ошибка возросла до 4,31%. Наиболее современные экспериментальные данные [7,8] могут иметь ошибку 2%. После перенормировки ошибка возрастает до 3,8%. Средневзвешенное значение интеграла имеет ошибку около 3,8%. Все имеющиеся экспериментальные данные согласуются в пределах ошибок, указанных в табл.2. Остальные экспериментальные данные этой таблицы использованы как относительные и в области 0,1-1,0 кэВ перенормированы к значению (11883 ± 446) б·эВ. Коэффициенты перенормировки приведены в этой же таблице.

В области выше 10 кэВ возникает необходимость перенормировки относительных данных [24], полученных для области 2-100 кэВ, а также относительных данных работ [5,25]. Для перенормировки была выбрана область 10-30 кэВ и использованы результаты [4,7]. Средний интеграл деления в области 10-30 кэВ по этим сведениям, отличающимся друг от друга на 2,3%, равен 45580 б·эВ. Данные [19], хотя и хорошо согласуются (в пределах 1%) с результатами [4,7], не использованы для нормировки из-за недостаточной надежности в этой области. К значению интеграла деления в области 10-30 кэВ, равному 45580 б·эВ, были перенормированы данные [5,25]. Ошибка в значении этого интеграла нормировки составляет, видимо, около 5% и определяется в основном ошибкой нормировки в тепловой области. Данные работы [24] в области 2-10 кэВ были перенормированы к значениям [11] (т.е. к интегралу деления по области 0,1-1,0 кэВ).

Оцененные данные в энергетической области 10–100 кэВ определяются результатами [4,5,7,17,19,24,25], которые в области выше 30 кэВ согласуются между собой (за исключением данных [24]) в пределах $\pm 2,7\%$; в области же 80–90 кэВ они согласуются хуже ($\pm 3,8\%$). В среднем время-пролетные данные, полученные перенормировкой в низкоэнергетической области, согласуются с абсолютными данными [26], полученными при измерениях фотонейтронными источниками, в пределах $\pm 5\%$.

В области энергий 100–200 кэВ данные [4,5,25] использовались вместе с измерениями [27–31], сделанными на электростатических генераторах в отдельных точках. Сравнение результатов работы [24] с новыми данными И.Забо [30] показывает, что при энергии ниже 100 кэВ первые сведения согласуются с результатами [30] с точностью $\pm 6\%$, данные [4] и [31] – с точностью $\pm 2,5\%$, а [4] и [30] – с точностью $\pm 2,8\%$. В области 140 кэВ данные [25] и [4] согласуются в пределах $\pm 3,2\%$.

Для области 200 кэВ–1 МэВ имеются сведения [26–30,32,33], которые согласуются между собой в пределах $\pm 3\%$. Кроме того, имеются результаты, полученные относительно водорода [25], и сечения деления, измеренные относительно реакции ${}^6\text{Li}(n,\alpha)$ [7]. Последние лежат примерно на 10% ниже результатов [26–28,30], и их главная неопределенность связана с неточностью знания сечения ${}^6\text{Li}(n,\alpha)$ в области выше 100 кэВ. Перенормированные данные [25] также несколько ниже [5] (примерно на 5%) значений сечений, приведенных в работах [26,30]. Перенормированные данные [5] довольно хорошо (до 1%) согласуются с результатами [25], а в области выше 800 кэВ – с измерениями [26,33]. Принципиальное разногласие (примерно $\pm 5\%$) наблюдается в области 250–300 кэВ, где значения сечений, полученных в работе [25], ниже, чем большинство других измерений. В области 500–800 кэВ наблюдается разногласие между данными [34] и большинством других работ как по форме, так и по абсолютной величине.

В области энергий выше 1 МэВ имеются данные [26–28,30], в области 1–6 МэВ – абсолютные измерения [32], в области 0,8–20 МэВ – относительные измерения [33]. Можно считать, что все эти результаты согласуются между собой с точностью $\pm 3\%$.

Для области 1–1,3 МэВ сечения, измеренные в [32], на 4% выше сечений, приведенных в работах [26,30]. На совещании специалистов по сечениям делящихся ядер в быстрой области энергий [31] был поднят вопрос о возможном смещении энергетической шкалы измерений [32] относительно данных [33] примерно на 100 кэВ, что может привести к ошибке в данных [32] примерно на 5% при 1 МэВ и на 3% при 6 МэВ. Однако этот вопрос не получил подтверждения при обсуждении.

При энергии 5,4 МэВ значения сечения деления ${}^{235}\text{U}$ [18] примерно на 5% ниже значений, полученных в [32,33]. Причина может быть связана с тем, что в работе [18] не введена поправка на угловое распределение протонов в реакции (n,p) , составляющая около 2%. В частности, отношение сечения деления при 14 МэВ к сечению при 5,4 МэВ, измеренное П.Уайтом [18], противоречит данным, полученным в других относительных измерениях [33,35]. В связи с этим при проведении оценки ошибка этой точки возросла на 5%. В области энергий 2–6 МэВ наблюдается расхождение по форме кривой между новыми данными И.Забо [30] и результатами [32,33].

В области энергий около 14 МэВ имеются абсолютные измерения сечения деления: $2,063 \pm 0,039$ б при 14,6 МэВ [36], $2,17 \pm 0,04$ б при 14,1 МэВ [29], $2,192 \pm 0,044$ б при 14,8 МэВ [37]. Средневзвешенное значение этих данных после экстраполяции к энергии 14 МэВ равно $2,097$ б, что в пределах ошибок согласуется с результатом [33], к которому были перенормированы данные работы [35] по измерению сечения деления ${}^{235}\text{U}$ относительно водорода в области 1–20 МэВ.

В области выше 15 МэВ экспериментальные данные резко отличаются по форме и точность сечения деления может быть не более 10%.

При анализе полных ошибок данных экспериментальных работ были взяты следующие парциальные ошибки (табл.3):

- в определении числа ядер ${}^{235}\text{U}$ ($k = 1$);
- экстраполяции спектра осколков к нулевому уровню дискриминации ($k = 2$);
- из-за поглощения осколков в слое ($k = 3$);
- из-за рассеяния в стенках камеры, подложке слоя и конструкции мишени ($k = 4$);
- из-за ослабления нейтронов в воздухе ($k = 5$);
- в определении нейтронного потока ($k = 6$);
- из-за фона эксперимента ($k = 7$);
- из-за эффективности регистрации деления ($k = 8$);
- из-за неопределенности в геометрическом факторе ($k = 9$);

- из-за стандарта в сечении водорода ($k = 10$);
- статистическая ($k = 11$);
- в нормировке ($k = 12$).

Указанное разбиение полной ошибки на парциальные составляющие было сделано на основе информации об ошибках, данных авторами оцениваемых работ. Там, где такая информация отсутствовала (в основном старые работы), разбиение было сделано путем анализа экспериментальных методов с учетом присущих им ошибок.

Таблица 3

Парциальные и полная ошибки экспериментов (в процентах) для различных энергетических интервалов

Энергетический интервал	Литература	Парциальные ошибки												Полная ошибка
		k = 1	k = 2	k = 3	k = 4	k = 5	k = 6	k = 7	k = 8	k = 9	k = 10	k = 11	k = 12	
0,1-0,3 кэВ	[11]	1,0	0,5	0,3	1,0	0,3	2,0	0,5	0,2	0,2	0,0	2,0	2,8	4,31
	[19]	1,0	0,5	0,3	1,0	0,3	2,0	0,5	0,0	0,2	0,0	1,0	3,8	4,71
	[17]	1,5	0,5	0,3	2,0	0,3	3,0	3,0	3,0	1,0	0,0	3,0	2,8	7,18
	[14]	1,5	0,5	0,3	1,0	0,3	2,5	2,0	0,0	1,0	0,0	4,0	3,8	6,74
	[18]	1,5	0,5	0,3	2,0	0,3	5,0	3,0	3,0	1,0	0,0	3,0	2,8	8,22
	[20]	1,5	0,5	0,3	1,0	0,3	3,5	3,0	0,0	0,5	0,0	3,0	3,8	6,97
	[15]	1,5	0,5	0,3	3,0	0,3	2,5	4,0	0,0	1,0	0,0	4,0	3,8	8,09
	[22]	0,5	0,5	0,3	1,0	0,3	1,8	0,5	0,0	0,2	0,0	2,0	3,8	4,86
	[4]	0,5	0,5	0,3	1,0	0,3	1,5	0,5	0,0	0,2	0,0	2,0	3,8	4,76
	[6]	1,0	0,5	0,3	1,0	0,3	2,0	0,5	3,0	0,2	0,0	1,0	3,8	5,38
[7]	0,5	0,3	0,5	0,7	0,3	1,5	0,3	0,4	0,0	0,0	0,6	2,8	3,45	
[8]	0,5	0,3	0,2	0,3	0,2	0,1	0,2	0,3	0,0	1,3	0,87	2,8	3,51	
0,3-0,4 кэВ	[11]	1,0	0,5	0,3	1,0	0,3	2,0	0,5	0,2	0,2	0,0	2,0	2,8	4,31
	[19]	1,0	0,5	0,3	1,0	0,3	2,0	0,5	0,0	0,2	0,0	1,0	3,8	4,71
	[17]	1,5	0,5	0,3	2,0	0,3	3,0	3,0	3,0	1,0	0,0	3,0	2,8	7,18
	[14]	1,5	0,5	0,3	1,0	0,3	2,5	2,0	0,0	1,0	0,0	4,0	3,8	6,74
	[18]	1,5	0,5	0,3	2,0	0,3	5,0	3,0	3,0	1,0	0,0	3,0	2,8	8,22
	[20]	1,5	0,5	0,3	1,0	0,3	3,5	3,0	0,0	0,5	0,0	3,0	3,8	6,97
	[15]	1,5	0,5	0,3	3,0	0,3	2,5	4,0	0,0	1,0	0,0	4,0	3,8	8,09
	[22]	0,5	0,5	0,3	1,0	0,3	1,8	0,5	0,0	0,2	0,0	2,0	3,8	4,86
	[4]	0,5	0,5	0,3	1,0	0,3	1,5	0,5	2,0	0,2	0,0	2,0	2,8	4,48
	[7]	0,5	0,3	0,5	0,7	0,3	1,5	0,3	0,4	0,0	0,0	0,6	2,8	3,45
0,4-0,6 кэВ	[11]	1,0	0,5	0,3	1,0	0,3	2,0	0,5	0,2	0,2	0,0	2,0	2,8	4,31
	[19]	1,0	0,5	0,3	1,0	0,3	2,0	0,5	0,0	0,2	0,0	1,0	3,8	4,71
	[17]	1,5	0,5	0,3	2,0	0,3	3,0	3,0	3,0	1,0	0,0	3,0	2,8	7,18
	[14]	1,5	0,5	0,3	1,0	0,3	2,5	2,0	0,0	1,0	0,0	4,0	3,8	6,74
	[18]	1,5	0,5	0,3	2,0	0,3	5,0	3,0	3,0	1,0	0,0	3,0	2,8	8,22
	[20]	1,5	0,5	0,3	1,0	0,3	3,5	3,0	0,0	0,5	0,0	3,0	3,8	6,97
	[15]	1,5	0,5	0,3	3,0	0,3	2,5	4,0	0,0	1,0	0,0	4,0	3,8	8,09
	[22]	0,5	0,5	0,3	1,0	0,3	1,8	0,5	0,0	0,2	0,0	2,0	3,8	4,86
	[4]	0,5	0,5	0,3	1,0	0,3	1,5	0,5	2,0	0,2	0,0	2,0	2,8	4,48
	[7]	0,5	0,3	0,5	0,7	0,3	1,5	0,5	0,4	0,0	0,0	0,6	2,8	3,45
[8]	0,5	0,3	0,2	0,3	0,2	0,7	0,2	0,3	0,0	1,3	1,55	2,8	3,61	

х В скобках даны значения энергий, при которых взяты ошибки, приписанные в дальнейшем всему энергетическому интервалу.

Энергетический интервал	Литература	Парциальные ошибки												Полная ошибка
		k=1	k=2	k=3	k=4	k=5	k=6	k=7	k=8	k=9	k=10	k=11	k=12	
0,6-0,8 кэВ (0,65 кэВ)	[11]	1,0	0,5	0,3	1,0	0,3	2,0	0,5	0,2	0,2	0,0	2,0	2,8	4,31
	[19]	1,0	0,5	0,3	1,0	0,3	2,0	0,5	0,0	0,2	0,0	1,0	3,8	4,71
	[17]	1,5	0,5	0,3	2,0	0,3	3,0	3,0	3,0	1,0	0,0	3,0	2,8	7,18
	[14]	1,5	0,5	0,3	1,0	0,3	2,5	2,0	0,0	1,0	0,0	4,0	3,8	6,74
	[18]	1,5	0,5	0,3	2,0	0,3	4,0	3,0	3,0	1,0	0,0	3,0	2,8	7,65
	[20]	1,5	0,5	0,3	1,0	0,3	3,5	3,0	0,0	0,5	0,0	3,0	3,8	6,97
	[15]	1,5	0,5	0,3	3,0	0,3	2,5	4,0	0,0	1,0	0,0	4,0	3,8	8,09
	[22]	0,5	0,5	0,3	1,0	0,3	1,8	0,5	0,0	0,2	0,0	2,0	3,8	4,86
	[4]	0,5	0,5	0,3	1,0	0,3	1,5	0,5	2,0	0,2	0,0	2,0	2,8	4,48
0,8-1,0 кэВ (1,5 кэВ)	[11]	1,0	0,5	0,3	1,0	0,3	2,0	0,5	0,2	0,2	0,0	2,0	2,8	4,31
	[19]	1,0	0,5	0,3	1,0	0,3	2,0	0,5	0,0	0,2	0,0	1,0	3,8	4,71
	[17]	1,5	0,5	0,3	2,0	0,3	3,0	3,0	3,0	1,0	0,0	4,0	2,8	7,65
	[14]	1,5	0,5	0,3	1,0	0,3	2,5	2,0	0,0	1,0	0,0	4,0	3,8	6,74
	[18]	1,5	0,5	0,3	1,5	0,3	4,0	3,0	3,0	1,0	0,0	4,0	2,8	7,99
	[20]	1,5	0,5	0,3	1,0	0,3	4,0	3,0	0,0	0,5	0,0	3,0	3,8	7,24
	[15]	1,5	0,5	0,3	3,0	0,3	2,5	4,0	0,0	1,0	0,0	5,0	3,8	8,62
	[22]	0,5	0,5	0,3	1,0	0,3	2,6	0,5	0,0	0,2	0,0	2,0	3,8	5,21
	[4]	0,5	0,5	0,3	1,0	0,3	1,5	0,5	2,0	0,2	0,0	2,0	2,8	4,48
1-2 кэВ (1,5 кэВ)	[11]	1,0	0,5	0,3	1,0	0,3	2,0	0,5	0,2	0,2	0,0	2,0	2,8	4,31
	[19]	1,0	0,5	0,3	1,0	0,3	2,0	0,5	0,0	0,2	0,0	1,0	3,8	4,71
	[17]	1,5	0,5	0,3	2,0	0,3	3,0	3,0	3,0	1,0	0,0	4,0	2,8	7,65
	[14]	1,5	0,5	0,3	1,0	0,3	2,5	2,0	0,0	1,0	0,0	4,0	3,8	6,74
	[18]	1,5	0,5	0,3	1,5	0,3	4,0	3,0	3,0	1,0	0,0	4,0	2,8	7,99
	[20]	1,5	0,5	0,3	1,0	0,3	4,0	3,0	0,0	0,5	0,0	3,0	3,8	7,24
	[15]	1,5	0,5	0,3	3,0	0,3	2,5	4,0	0,0	1,0	0,0	5,0	3,8	8,62
	[22]	0,5	0,5	0,3	1,0	0,3	2,6	0,5	0,0	0,2	0,0	2,0	3,8	5,21
	[4]	0,5	0,5	0,3	1,0	0,3	1,5	0,5	2,0	0,2	0,0	2,0	2,8	4,48
	[5]	1,0	0,5	0,3	1,0	0,3	3,6	0,5	0,5	0,2	0,0	0,5	5,0	6,42
	[6]	1,0	0,5	0,3	1,0	0,3	2,6	0,5	3,0	0,2	0,0	1,0	3,8	5,82
	[7]	0,5	0,3	0,5	0,7	0,3	1,5	0,3	0,4	0,0	0,0	0,7	2,8	3,46
	[8]	0,5	0,3	0,2	0,4	0,2	1,0	0,2	0,3	0,0	1,1	0,33	2,8	3,47
2-4 кэВ (1,5 кэВ)	[11]	1,0	0,5	0,3	1,0	0,3	2,0	0,5	0,2	0,2	0,0	2,0	2,8	4,31
	[19]	1,0	0,5	0,3	1,0	0,3	2,0	0,5	0,0	0,2	0,0	1,0	3,8	4,71
	[17]	1,5	0,5	0,3	2,0	0,3	3,0	3,0	3,0	1,0	0,0	4,0	2,8	7,65
	[14]	1,5	0,5	0,3	1,0	0,3	2,5	2,0	0,0	1,0	0,0	4,0	3,8	6,74
	[18]	1,5	0,5	0,3	1,5	0,3	4,0	3,0	3,0	1,0	0,0	4,0	2,8	7,99
	[20]	1,5	0,5	0,3	1,0	0,3	4,0	3,0	0,0	0,5	0,0	3,0	3,8	7,24
	[15]	1,5	0,5	0,3	1,0	0,3	4,0	3,0	0,0	0,5	0,0	3,0	3,8	7,24
	[22]	0,5	0,5	0,3	1,0	0,3	2,6	0,5	0,0	0,2	0,0	2,0	3,8	5,21
	[24]	0,5	0,5	0,3	1,0	0,3	3,5	0,5	4,0	0,2	0,0	0,3	4,31	7,04
	[4]	0,5	0,5	0,3	1,0	0,3	1,5	0,5	2,0	0,2	0,0	2,0	2,8	4,48
	[5]	1,0	0,5	0,3	1,0	0,3	3,6	0,5	0,5	0,2	0,0	0,5	5,0	6,42
	[6]	1,0	0,5	0,3	1,0	0,3	2,6	0,5	3,0	0,2	0,0	1,0	3,8	5,82

Энергетический интервал	Литература	Парциальные ошибки												Полная ошибка
		k=1	k=2	k=3	k=4	k=5	k=6	k=7	k=8	k=9	k=10	k=11	k=12	
4-5 кэВ (1,5 кэВ)	/11/	1,0	0,5	0,3	1,0	0,3	2,0	0,5	0,2	0,2	0,0	2,0	2,8	4,31
	/19/	1,0	0,5	0,3	1,0	0,3	2,0	0,5	0,0	0,2	0,0	1,0	3,8	4,71
	/17/	1,5	0,5	0,3	2,0	0,3	3,0	3,0	3,0	1,0	0,0	4,0	2,8	7,65
	/14/	1,5	0,5	0,3	1,0	0,3	2,5	2,0	0,0	1,0	0,0	4,0	3,8	6,74
	/18/	1,5	0,5	0,3	1,0	0,3	4,0	3,0	3,0	1,0	0,0	4,0	2,8	7,91
	/20/	1,5	0,5	0,3	1,0	0,3	4,0	3,0	0,0	0,5	0,0	3,0	3,8	7,24
	/15/	1,5	0,5	0,3	3,0	0,3	2,5	4,0	0,0	1,0	0,0	5,0	3,8	8,62
	/22/	0,5	0,5	0,3	1,0	0,3	2,6	0,5	0,0	0,2	0,0	2,0	3,8	5,21
	/24/	0,5	0,5	0,3	1,0	0,3	3,6	0,5	4,0	0,2	0,0	0,3	4,31	7,04
	/4/	0,5	0,5	0,3	1,0	0,3	1,5	0,5	2,0	0,2	0,0	2,0	2,8	4,48
	/5/	1,0	0,5	0,3	1,0	0,3	3,6	0,5	0,5	0,2	0,0	0,5	5,0	6,42
	/6/	1,0	0,5	0,3	1,0	0,3	2,6	0,5	3,0	0,2	0,0	1,0	3,8	5,82
	/8/	0,5	0,3	0,2	0,5	0,2	1,0	0,2	0,3	0,0	1,3	1,77	2,8	3,80
5-10 кэВ (9,5 кэВ)	/11/	1,0	0,5	0,3	1,5	0,3	2,5	0,5	0,2	0,2	0,0	2,0	2,8	4,70
	/19/	1,0	0,5	0,3	1,5	0,3	2,5	0,5	0,0	0,2	0,0	2,0	3,8	5,35
	/17/	1,5	0,5	0,3	2,0	0,3	3,5	3,0	3,0	1,0	0,0	4,0	2,8	7,85
	/14/	1,5	0,5	0,3	1,5	0,3	3,0	2,0	0,0	1,0	0,0	5,0	3,8	7,64
	/18/	1,5	0,5	0,3	2,0	0,3	5,0	3,0	3,0	1,0	0,0	4,0	2,8	8,63
	/20/	1,5	0,5	0,3	1,5	0,3	4,0	3,0	0,0	0,5	0,0	3,0	3,8	7,32
	/15/	1,5	0,5	0,3	5,0	0,3	3,0	4,0	0,0	1,0	0,0	5,0	3,8	9,85
	/22/	0,5	0,5	0,3	1,0	0,3	2,6	0,5	0,0	0,2	0,0	2,0	3,8	5,21
	/24/	0,5	0,5	0,3	1,0	0,3	3,6	0,5	4,0	0,2	0,0	0,8	4,31	7,08
	/4/	0,5	0,5	0,3	1,0	0,3	2,0	0,5	2,0	0,2	0,0	2,0	2,8	4,67
	/5/	1,0	0,5	0,3	1,0	0,3	2,8	0,5	0,5	0,2	0,0	0,5	5,0	6,00
	/6/	1,0	0,5	0,3	1,0	0,3	2,6	0,5	3,0	0,2	0,0	1,0	3,8	5,82
	/25/	0,5	0,3	0,2	0,5	0,2	1,3	0,2	0,3	0,0	0,75	1,01	5,0	5,39
10-20 кэВ (25 кэВ)	/19/	1,0	0,5	0,3	2,0	0,3	3,0	2,9	0,0	0,2	0,0	3,0	3,8	6,81
	/17/	1,5	0,5	0,3	2,0	0,3	4,0	3,0	3,0	1,0	0,0	4,0	2,8	8,09
	/20/	1,5	0,5	0,3	2,0	0,3	4,0	3,0	0,0	0,5	0,0	3,0	3,8	7,44
	/24/	0,5	0,5	0,3	1,0	0,3	4,2	0,5	4,0	0,2	0,0	0,4	4,31	7,37
	/4/	0,5	0,5	0,3	1,5	0,3	2,5	0,5	2,0	0,2	0,0	2,0	2,8	5,03
	/5/	1,0	0,5	0,3	1,0	0,3	2,8	0,5	0,5	0,2	0,0	0,5	5,0	6,00
	/7/	0,5	0,3	0,5	0,9	0,3	2,0	0,3	0,4	0,0	0,0	1,0	2,8	3,82
	/25/	0,5	0,3	0,2	0,2	0,2	1,1	0,2	0,3	0,0	0,75	0,4	5,0	5,25
20-30 кэВ (25 кэВ)	/19/	1,0	0,5	0,3	2,0	0,3	3,0	2,9	0,0	0,2	0,0	3,0	3,8	6,81
	/17/	1,5	0,5	0,3	2,0	0,3	4,0	3,0	3,0	1,0	0,0	4,0	2,8	8,09
	/20/	1,5	0,5	0,3	2,0	0,3	4,0	3,0	0,0	0,5	0,0	3,0	3,8	7,44
	/24/	1,5	0,5	0,3	1,0	0,3	4,2	0,5	4,0	0,2	0,0	0,4	3,8	7,23
	/4/	0,5	0,5	0,3	1,5	0,3	2,5	0,5	2,0	0,2	0,0	2,0	2,8	5,03
	/5/	1,0	0,5	0,3	1,0	0,3	2,8	0,5	0,5	0,2	0,0	0,5	5,0	6,00
	/7/	1,5	0,3	0,5	0,9	0,3	2,0	0,3	0,4	0,0	0,0	1,0	2,8	4,07
	/25/	0,5	0,3	0,2	0,2	0,2	1,1	0,2	0,3	0,0	0,75	0,95	5,0	5,32

Энергетический интервал	Литература	Частичные ошибки												Полная ошибка
		k=1	k=2	k=3	k=4	k=5	k=6	k=7	k=8	k=9	k=10	k=11	k=12	
30-110 кэВ (75 кэВ)	[17]	1,5	0,5	0,3	2,0	0,3	4,0	3,0	3,0	1,0	0,0	4,0	2,8	8,09
	[24]	0,5	0,5	0,3	1,0	0,3	5,0	0,5	4,0	0,2	0,0	0,9	4,31	7,90
	[4]	0,5	0,5	0,3	2,0	0,3	4,0	0,5	2,0	0,2	0,0	2,0	2,8	6,07
	[5]	1,0	0,5	0,3	1,0	0,3	2,8	0,5	0,5	0,2	0,0	0,5	5,0	6,00
	[27]	1,3	0,5	0,7	1,3	0,5	1,8	0,7	0,2	0,2	0,3	1,31	0,0	3,16
	[28]	1,0	0,3	0,4	0,5	0,5	1,8	0,4	0,2	0,3	0,0	1,42	0,0	2,70
	[29]	1,0	0,5	0,5	0,9	0,3	2,0	0,2	0,0	0,2	0,75	1,05	0,0	2,85
	[26]	0,5	0,5	0,5	0,8	0,8	1,4	0,5	0,9	0,8	0,0	1,82	0,0	3,00
	[7]	0,5	0,3	0,3	0,5	0,3	3,5	0,3	0,4	0,0	0,0	1,3	2,8	4,79
	[25]	0,5	0,3	0,2	0,3	0,2	1,0	0,2	0,3	0,0	0,75	1,18	5,0	5,35
110-350 кэВ (200 кэВ)	[5]	0,5	0,5	0,3	2,0	0,3	4,5	0,5	2,0	0,2	0,0	2,0	2,8	6,41
	[5]	1,0	0,5	0,3	1,0	0,3	3,1	0,5	0,5	0,2	0,0	0,5	5,0	6,15
	[27]	1,3	0,5	0,7	1,0	0,5	1,8	0,7	0,2	0,2	0,3	2,9	0,0	4,00
	[28]	1,0	0,3	0,4	0,5	0,5	1,8	0,4	0,2	0,3	0,0	1,42	0,0	2,70
	[29]	1,0	0,5	0,5	0,6	0,3	1,7	0,0	0,0	0,2	0,75	1,11	0,0	2,59
	[26]	0,5	0,5	0,5	0,8	0,8	1,4	0,5	0,9	0,8	0,0	1,82	0,0	3,02
	[7]	0,5	0,3	0,3	0,5	0,3	5,0	0,3	0,4	0,0	0,0	4,1	2,8	7,13
	[25]	0,5	0,3	0,2	0,2	0,2	0,5	0,2	0,3	0,0	0,75	0,81	5,0	5,20
	[38]	0,5	0,0	0,3	0,5	0,0	0,5	1,0	0,37	0,5	0,0	1,37	0,0	2,03
	350-750 кэВ (500 кэВ)	[5]	1,0	0,5	0,3	1,0	0,3	3,3	0,5	0,5	0,2	0,0	0,5	5,0
[27]		1,3	0,5	0,7	1,0	0,5	1,8	0,7	0,2	0,2	0,3	0,3	0,0	2,77
[28]		1,0	0,3	0,4	0,5	0,5	1,8	0,4	0,2	0,3	0,0	1,82	0,0	2,93
[29]		1,0	0,5	0,5	0,6	0,3	1,84	0,2	0,0	0,2	0,75	0,93	0,0	2,62
[26]		0,5	0,5	0,5	0,8	0,8	1,4	0,5	0,9	0,8	0,0	1,82	0,0	3,00
[34]		0,4	0,3	0,5	1,6	0,3	2,4	0,5	0,8	0,2	0,75	1,21	0,0	3,44
[39]		1,0	0,3	1,1	0,5	0,3	6,62	0,2	0,0	0,0	0,75	1,5	0,0	7,02
[7]		0,5	0,3	0,5	0,6	0,3	8,0	0,3	0,4	0,0	0,0	2,2	2,8	8,83
[25]		0,5	0,3	0,2	0,1	0,2	1,2	0,2	0,3	0,0	0,75	0,9	5,0	5,33
0,75-1,5 МэВ (1 МэВ)		[5]	1,0	0,5	0,3	1,0	0,3	3,4	0,5	0,5	0,2	0,0	0,5	5,0
	[27]	1,3	0,5	0,7	1,0	0,5	1,8	0,7	0,2	0,2	0,3	0,86	0,0	2,88
	[28]	1,0	0,3	0,4	0,5	1,8	0,4	0,2	0,3	0,3	0,0	1,82	0,0	2,90
	[29]	1,0	0,5	0,5	0,6	0,3	1,89	0,2	0,0	0,2	0,8	0,42	0,0	2,52
	[26]	0,5	0,5	0,5	0,8	0,8	1,4	0,5	0,9	0,8	0,0	1,82	0,0	3,00
	[34]	0,4	0,3	0,5	1,1	0,3	2,2	0,5	0,8	0,2	0,75	1,1	0,0	3,05
	[39]	1,0	0,3	1,1	0,5	0,3	6,62	0,2	0,0	0,0	0,75	1,5	0,0	7,02
	[32]	0,5	0,3	0,2	0,6	0,2	0,32	0,3	0,3	0,0	0,75	0,9	0,0	1,55
	[33]	0,0	0,0	0,0	0,2	0,0	0,3	0,1	0,4	0,0	0,5	0,8	3,0	3,19
	[25]	0,5	0,3	0,2	0,1	0,2	1,8	0,2	0,3	0,0	0,75	1,0	5,0	5,51
	[30]	0,5	0,0	0,3	0,5	0,0	0,5	1,0	0,58	0,5	0,0	1,37	0,0	2,07
	[35]	2,25	0,5	0,3	1,0	0,2	7,0	0,0	2,0	0,2	2,0	2,0	0,0	8,21

Энергетический интервал	Литература	Парциальные ошибки												Полная ошибка
		k=1	k=2	k=3	k=4	k=5	k=6	k=7	k=8	k=9	k=10	k=11	k=12	
1,5-3,0 МэВ (2 МэВ)	[28]	1,0	0,3	0,4	0,5	0,5	1,8	0,4	0,2	0,3	0,0	0,55	0,0	2,36
	[29]	1,0	0,5	0,5	0,7	0,3	2,5	0,2	0,0	0,2	0,75	1,02	0,0	3,16
	[26]	0,5	0,5	0,5	0,8	0,8	1,4	0,5	0,9	0,8	0,0	1,82	0,0	3,00
	[39]	1,0	0,3	1,1	0,5	0,3	6,62	0,2	0,0	0,0	0,75	1,5	0,0	7,02
	[32]	0,5	0,3	0,2	0,45	0,2	0,32	0,3	0,3	0,0	0,75	0,5	0,0	1,31
	[33]	0,0	0,0	0,0	0,2	0,0	0,3	0,1	0,4	0,0	0,5	1,0	3,0	3,25
	[30]	1,0	0,3	0,4	0,5	0,5	1,84	2,6	0,2	0,3	0,0	0,55	0,0	3,51
	[35]	2,25	0,5	0,3	1,0	0,2	5,0	0,0	2,0	0,2	2,0	2,0	0,0	6,59
3-5 МэВ (4 МэВ)	[26]	0,5	0,5	0,5	0,8	0,8	1,4	0,5	0,9	0,8	0,0	1,82	0,0	3,00
	[32]	0,5	0,3	0,2	0,6	0,2	0,32	0,3	0,3	0,0	0,75	1,2	0,0	1,75
	[33]	0,0	0,0	0,0	0,2	0,0	0,3	0,1	0,4	0,0	0,5	1,0	3,0	3,25
	[30]	1,0	0,3	0,4	0,5	0,5	2,01	2,85	0,2	0,3	0,0	0,55	0,0	3,79
	[35]	2,25	0,5	0,3	1,0	0,2	4,0	0,0	2,0	0,2	2,0	2,0	0,0	5,87
5-12 МэВ (6 МэВ)	[29]	1,0	0,5	0,5	0,8	0,3	2,5	0,2	0,0	0,2	0,75	1,02	0,0	3,19
	[32]	0,5	0,3	0,2	0,6	0,2	0,32	0,3	0,3	0,0	0,75	1,2	0,0	1,75
	[33]	0,0	0,0	0,0	0,2	0,0	0,3	0,1	0,4	0,0	0,5	1,0	3,0	3,25
	[30]	1,0	0,3	0,4	0,5	0,5	2,02	2,86	0,2	0,3	0,0	0,55	0,0	3,80
	[35]	2,25	0,5	0,3	1,0	0,2	4,0	0,0	2,0	0,2	2,0	2,0	0,0	5,87
12-14 МэВ (14 МэВ)	[29]	1,0	0,5	0,5	1,0	0,3	1,5	0,2	0,0	0,2	0,75	0,2	0,0	2,35
	[33]	0,0	0,0	0,0	0,2	0,0	0,3	0,1	0,4	0,0	0,5	1,0	3,0	3,25
	[36]	1,4	0,6	0,47	0,0	0,0	0,48	0,0	0,2	0,0	0,0	0,9	0,0	1,90
	[37]	1,19	0,4	0,3	0,0	0,0	1,0	0,2	0,2	0,2	0,0	1,11	0,0	2,00
	[35]	2,25	0,5	0,3	1,0	0,2	4,0	0,0	2,0	0,2	2,0	2,0	0,0	5,87
14,1-15 МэВ (14 МэВ)	[29]	1,0	0,5	0,5	1,0	0,3	1,5	0,2	0,0	0,2	0,75	0,2	0,0	2,35
	[36]	1,4	0,6	0,47	0,0	0,0	0,48	0,0	0,2	0,0	0,0	0,9	0,0	1,90
	[37]	1,19	0,4	0,3	0,0	0,0	1,0	0,2	0,2	0,2	0,0	1,11	0,0	2,00
15-20 МэВ (14 МэВ)	[33]	0,0	0,0	0,0	0,4	0,0	0,5	0,1	0,4	0,0	0,5	1,9	3,0	3,67
	[35]	2,25	0,5	0,3	1,0	0,2	8,0	0,0	2,0	0,2	2,0	2,0	0,0	9,08

Учет корреляций в оценке сечения деления ^{235}U был сделан благодаря анализу экспериментальных методов, включенных в оценку работ. Были выявлены следующие корреляции между экспериментами (табл.4):

1. Ошибка в определении числа ядер ^{235}U ($k=1$). В работах И.Забо [27] (17 кэВ-1 МэВ) и П.Уайта [29] (40 кэВ-14 МэВ) использовался один и тот же слой вещества, поэтому указанные эксперименты коррелируют полностью. Работа И.Забо [28] (17 кэВ-2,6 МэВ) отличается от указанных тем, что к использовавшемуся в них слою добавлен еще один слой, поэтому измерения [27,28] коррелируют частично (см.табл.4). Работа И.Забо [30] (2,3-5,5 МэВ) ничем не отличается по данной парциальной ошибке от [27], т.е. эти данные полностью закоррелированы.

Для построения таблицы корреляций используем правило 1: если две работы порознь полностью коррелируют с третьей, то они полностью коррелируют между собой. В связи с этим получаем, что данные [29] коррелируют с [30] полностью. Это не противоречит рассмотрению данной парциальной ошибки с физической точки зрения.

Частичные корреляции между результатами [28] и [29], [28] и [30] следуют из правила 2: если одна работа [28] коррелирует с другой [29] частично, а с третьей [30] полностью, то и вторая с третьей ([28] с [29]) должны коррелировать частично.

Имеющиеся в табл.4 частичные корреляции между данными [29] и [35-37] с $K = 0,3$ перенесены в данную парциальную ошибку из $k = 12$ (ошибка в нормировке). Это вызвано тем, что сечения из [35] нормированы на средневзвешенное значение [29,36,37], но эти работы не имеют парциальной ошибки в нормировке, так как они "абсолютные". Возникает ситуация, когда необходимо учесть корреляцию между парциальными ошибками, т.е. корреляцию по нормировке требуется внести в коэффициенты корреляции по всем парциальным ошибкам, отличным от нуля. Однако такой подход сильно усложнит задачу, особенно, когда дополнительная корреляция будет налагаться на уже учтенную по определенной парциальной ошибке. Понятно, что в подобном случае учесть аддитивно корреляции нельзя.

Как указывалось выше, используемая авторами настоящей работы модель учета корреляции предполагает отсутствие последней между парциальными ошибками, что в большинстве случаев соответствует истине. В тех немногих случаях, когда корреляция между парциальными ошибками вносится искусственно (например, из-за нормировки), эту корреляцию можно учесть в той парциальной ошибке, которая дает наибольший вклад в полную погрешность эксперимента. Такой подход не нарушает принятой модели и позволяет более полно учесть существующие корреляции.

2. Ошибка в экстраполяции спектра осколков к нулевому уровню дискриминации ($k = 2$). Можно считать, что в работах [27,29,30] ошибка в экстраполяции спектра осколков к нулевому уровню дискриминации полностью скоррелирована благодаря тому, что использовался один и тот же слой вещества. В свою очередь данные [27] коррелируют с [28] частично, поскольку в последних исследованиях к указанному слою был добавлен еще один слой. Применение правила 2 (см.выше) требует, чтобы данные [28] частично коррелировали с [29] и [30] (см.табл.4).

3. Ошибка из-за поглощения осколков в слое ($k = 3$). Работы [27,29,30] закоррелированы полностью, а [27,28] - частично. Это обусловлено наличием во всех трех экспериментах одного и того же слоя с добавлением еще одного слоя в исследовании [28]. При построении таблицы корреляций используются те же правила, что и раньше (см. п.1).

4. Ошибка из-за рассеяния в стенках камеры, подложке слоя и конструкции мишени ($k = 4$). В работах И.Забо [27] (17 кэВ - 1 МэВ) и П.Уайта [29] (40 кэВ - 14 МэВ) использовалась одна и та же камера деления, благодаря чему эти эксперименты полностью закоррелированы. Исходя из имеющейся информации, можно предположить, что в работе [30] использовалась та же камера, что и в работе [29]. Поскольку это известно не достоверно, приписываем данным [29] и [30] частичную корреляцию. Тогда и данные [27] коррелируют с [30] частично.

5. Ошибка из-за ослабления нейтронов в воздухе ($k = 5$). Корреляций по данной парциальной ошибке не обнаружено.

6. Ошибка в определении нейтронного потока ($k = 6$). Работы [4-6,11,14,15,19,22] коррелируют между собой полностью, так как в них для определения нейтронного потока использовалась камера с $^{10}\text{В}$. В эксперименте [24] нейтронный поток определялся одновременно с использованием камер с $^{10}\text{В}$ и ^6Li . В связи с этим приведенные выше данные должны коррелировать с результатами [24] частично.

В другой группе работ [7,8,17,18,20] для определения нейтронного потока использован ^6Li , поэтому указанные эксперименты полностью коррелируют между собой и частично с данными [24]. Считаем, что между собой группы работ с использованием $^{10}\text{В}$ и ^6Li не коррелируют.

В третьей группе работ [25,29,35] нейтронный поток определялся по $^2\text{Н}$. Эти эксперименты полностью коррелируют. Кроме того, в работе [27] для определения нейтронного потока наряду с методом нейтронов отдачи применялись еще два: по Mn-баку и по сопутствующим частицам. Это привело к тому, что данные [27] коррелировали с [26,29,35] частично.

Определение нейтронного потока в работах [28,30] одинаково, следовательно, они полностью коррелируют. В этих экспериментах два из трех методов определения нейтронного потока (по Mb -баку и по сопутствующим частицам) совпадают с методами, используемыми в работе [27]. В связи с этим можно считать, что данные [27] коррелируют с [28,30] с коэффициентом $K_{3,18,14} = K_{3,18,27} = 0,7$.

7. Ошибка из-за фона эксперимента ($k = 7$). Корреляций по данной парциальной ошибке не обнаружено.
8. Ошибка из-за эффективности регистрации деления ($k = 8$). Корреляций не обнаружено.
9. Ошибка из-за неопределенности в геометрическом факторе ($k = 9$). Корреляций не обнаружен.
10. Ошибка из-за стандарта в сечении водорода ($k = 10$). В работах [25,27,29,32-35,39] в качестве стандарта было использовано сечение водорода. Эти работы полностью коррелируют между собой.
11. Статистическая ошибка ($k = 11$). Корреляции отсутствуют.

12. Ошибка в нормировке ($k = 12$). Работы [4,7,8,11] были перенормированы к интегралу деления в области энергий 0,1 - 1 кэВ и по тепловой точке (см. табл.1 и 2). Ошибки нормировки этих данных коррелируют полностью. Эксперименты [17,18] являются абсолютными измерениями и коррелируют полностью, так как они нормированы на тот же интеграл деления (от 0,1 до 1 кэВ). Относительные измерения сделаны в работах [6,14,15,19,20,22]. Эти данные также нормировались на интеграл деления от 0,1 до 1 кэВ и, следовательно, полностью закоррелированы. Выше 10 кэВ данные работы [24] перенормированы к значениям [11] в области 2-10 кэВ. В свою очередь результаты [11] были нормированы к интегралу деления в области 0,1-1 кэВ. Поэтому данные [24] полностью коррелируют со всеми названными экспериментами. Работы [5,25] перенормированы к интегралу от 10 до 30 кэВ, который был получен по данным [4,7]. Из этого следует, что [5,25] в конечном счете также нормированы по интегралу от 0,1 до 1 кэВ и тепловой точке. В результате такой нормировки полностью между собой коррелируют работы [4,5,7,8,11,14,15,17-20,22,24,25] (кроме того, эксперимент [26] полностью коррелирует с работой [33], так как последняя нормировалась к данным [26]).

Как указывалось выше (см. $k = 1$), корреляции между работой [35] и экспериментами [29,36,37] перенесены в $k = 1$. Данная корреляция возникает из-за того, что работа [35] перенормировалась авторами настоящей статьи к средневзвешенному значению [29,36,37]. Данная корреляция с коэффициентами $K_{12,29,35} = K_{12,35,36} = K_{12,35,37} = 0,3$ может быть оставлена и для $k = 12$, так как эта парциальная ошибка (ошибка нормировки для "абсолютных" работ [29,36,37]) равна нулю.

Результаты расчетов оптимизированных "весов", проведенных по программе ЭВМ для случаев отсутствия корреляции ($k=0$), приписанной корреляции (k) и полной корреляции ($k=1$) между парциальными ошибками экспериментов для всех рассматриваемых энергетических интервалов, приведены в приложении 1, где с учетом нормировок даны также экспериментальные значения сечения деления ^{235}U .

В приложении 2 приведены рассчитанные коэффициенты корреляции между энергетическими интервалами для случаев отсутствия корреляции, приписанной корреляции и полной корреляции между ошибками.

В табл.5 представлены оцененные значения сечения деления ^{235}U и ошибки оценки с учетом и без учета корреляций для оптимальных "весов". Приведенные для энергий выше 30 кэВ ошибки оцененной кривой являются средними в указанных интервалах.

При использовании неоптимизированных "весов", представляющих собой величины, обратные квадратам ошибки, ошибка оцененной величины сечения деления ^{235}U для случая приписанных корреляций в области до 100 кэВ больше ошибок, указанных в табл.5, в среднем на 10% и в области до 14 МэВ - на 5%.

Приводимые в табл.5 величины ошибок носят предварительный характер. В области 30 кэВ, где размеры интервалов малы, ошибки составляют 3-4%, что может считаться соответствующим точности, достигнутой экспериментально. Выше 30 кэВ интервалы слишком широки, так что в них оценивается большое число работ, и это может привести к некорректной оценке ошибки из-за неравномерного распределения экспериментальных точек отдельных работ внутри интервала. Поэтому ошибки выше 30 кэВ носят иллюстративный характер и находятся в процессе уточнения. Тем не менее в области 30 кэВ - 15 МэВ достигнутая точность может составлять $\pm 3\%$.

Таблица 4

Коэффициенты корреляции $K_{k,i,j}$ между парциальными ошибками экспериментов по определению сечения деления ^{235}U

$K_{1,27,28}=0,5$	$K_{6,15,4}=1,0$	$K_{6,27,28}=0,7$	$K_{12,4,5}=1,0$	$K_{12,11,17}=1,0$	$K_{12,17,24}=1,0$
$K_{1,27,29}=1,0$	$K_{6,15,5}=1,0$	$K_{6,27,29}=0,3$	$K_{12,4,6}=1,0$	$K_{12,11,18}=1,0$	$K_{12,17,25}=1,0$
$K_{1,27,30}=1,0$	$K_{6,15,6}=1,0$	$K_{6,27,35}=0,3$	$K_{12,4,7}=1,0$	$K_{12,11,20}=1,0$	$K_{12,18,4}=1,0$
$K_{1,28,29}=0,5$	$K_{6,15,22}=1,0$	$K_{6,27,30}=0,7$	$K_{12,4,8}=1,0$	$K_{12,11,22}=1,0$	$K_{12,18,5}=1,0$
$K_{1,28,30}=0,5$	$K_{6,15,24}=0,5$	$K_{6,28,30}=1,0$	$K_{12,4,25}=1,0$	$K_{12,11,24}=1,0$	$K_{12,18,6}=1,0$
$K_{1,29,35}=0,3$	$K_{6,17,7}=1,0$	$K_{6,29,25}=1,0$	$K_{12,5,6}=1,0$	$K_{12,11,25}=1,0$	$K_{12,18,7}=1,0$
$K_{1,29,30}=1,0$	$K_{6,17,8}=1,0$	$K_{6,29,35}=1,0$	$K_{12,5,7}=1,0$	$K_{12,14,4}=1,0$	$K_{12,18,8}=1,0$
$K_{1,36,35}=0,3$	$K_{6,17,18}=1,0$	$K_{10,25,35}=1,0$	$K_{12,5,8}=1,0$	$K_{12,14,5}=1,0$	$K_{12,18,15}=1,0$
$K_{1,37,26}=0,3$	$K_{6,17,20}=1,0$	$K_{10,27,25}=1,0$	$K_{12,5,25}=1,0$	$K_{12,14,6}=1,0$	$K_{12,18,20}=1,0$
$K_{3,27,28}=0,5$	$K_{6,17,24}=0,5$	$K_{10,27,29}=1,0$	$K_{12,6,7}=1,0$	$K_{12,14,7}=1,0$	$K_{12,18,22}=1,0$
$K_{3,27,29}=1,0$	$K_{6,18,7}=1,0$	$K_{10,27,34}=1,0$	$K_{12,6,8}=1,0$	$K_{12,14,8}=1,0$	$K_{12,18,24}=1,0$
$K_{3,27,30}=1,0$	$K_{6,18,8}=1,0$	$K_{10,27,39}=1,0$	$K_{12,6,25}=1,0$	$K_{12,14,15}=1,0$	$K_{12,18,25}=1,0$
$K_{3,28,29}=0,5$	$K_{6,18,20}=1,0$	$K_{10,27,32}=1,0$	$K_{12,7,8}=1,0$	$K_{12,14,18}=1,0$	$K_{12,22,4}=1,0$
$K_{3,28,30}=0,5$	$K_{6,18,24}=0,5$	$K_{10,27,33}=1,0$	$K_{12,7,25}=1,0$	$K_{12,14,20}=1,0$	$K_{12,22,5}=1,0$
$K_{3,29,30}=1,0$	$K_{6,19,4}=1,0$	$K_{10,27,35}=1,0$	$K_{12,9,4}=1,0$	$K_{12,14,22}=1,0$	$K_{12,22,6}=1,0$
$K_{4,27,30}=0,5$	$K_{6,19,5}=1,0$	$K_{10,29,25}=1,0$	$K_{12,9,5}=1,0$	$K_{12,14,24}=1,0$	$K_{12,22,7}=1,0$
$K_{4,29,30}=0,5$	$K_{6,19,6}=1,0$	$K_{10,29,34}=1,0$	$K_{12,9,6}=1,0$	$K_{12,14,25}=1,0$	$K_{12,22,8}=1,0$
$K_{6,4,5}=1,0$	$K_{6,19,14}=1,0$	$K_{10,29,39}=1,0$	$K_{12,9,7}=1,0$	$K_{12,15,4}=1,0$	$K_{12,22,24}=1,0$
$K_{6,4,6}=1,0$	$K_{6,19,15}=1,0$	$K_{10,29,32}=1,0$	$K_{12,9,8}=1,0$	$K_{12,15,5}=1,0$	$K_{12,22,25}=1,0$
$K_{6,5,6}=1,0$	$K_{6,19,22}=1,0$	$K_{10,29,33}=1,0$	$K_{12,9,14}=1,0$	$K_{12,15,6}=1,0$	$K_{12,24,4}=1,0$
$K_{6,7,8}=1,0$	$K_{6,19,24}=0,5$	$K_{10,29,35}=1,0$	$K_{12,9,15}=1,0$	$K_{12,15,7}=1,0$	$K_{12,24,5}=1,0$
$K_{6,11,4}=1,0$	$K_{6,20,7}=1,0$	$K_{10,34,25}=1,0$	$K_{12,9,17}=1,0$	$K_{12,15,8}=1,0$	$K_{12,24,6}=1,0$
$K_{6,11,5}=1,0$	$K_{6,20,8}=1,0$	$K_{10,30,31}=1,0$	$K_{12,9,18}=1,0$	$K_{12,15,22}=1,0$	$K_{12,24,7}=1,0$
$K_{6,11,6}=1,0$	$K_{6,20,24}=0,5$	$K_{10,30,32}=1,0$	$K_{12,9,20}=1,0$	$K_{12,15,24}=1,0$	$K_{12,24,8}=1,0$
$K_{6,11,14}=1,0$	$K_{6,22,4}=1,0$	$K_{10,30,33}=1,0$	$K_{12,9,22}=1,0$	$K_{12,15,25}=1,0$	$K_{12,24,25}=1,0$
$K_{6,11,15}=1,0$	$K_{6,22,5}=1,0$	$K_{10,30,34}=1,0$	$K_{12,9,24}=1,0$	$K_{12,17,4}=1,0$	$K_{12,33,26}=1,0$
$K_{6,11,19}=1,0$	$K_{6,22,6}=1,0$	$K_{10,31,25}=1,0$	$K_{12,9,25}=1,0$	$K_{12,17,5}=1,0$	
$K_{6,11,22}=1,0$	$K_{6,22,24}=0,5$	$K_{10,31,32}=1,0$	$K_{12,11,4}=1,0$	$K_{12,17,6}=1,0$	
$K_{6,11,24}=0,5$	$K_{6,24,4}=0,5$	$K_{10,31,33}=1,0$	$K_{12,11,5}=1,0$	$K_{12,17,7}=1,0$	
$K_{6,14,4}=1,0$	$K_{6,24,5}=0,5$	$K_{10,31,34}=1,0$	$K_{12,11,6}=1,0$	$K_{12,17,8}=1,0$	
$K_{6,14,5}=1,0$	$K_{6,24,6}=0,5$	$K_{10,32,25}=1,0$	$K_{12,11,7}=1,0$	$K_{12,17,14}=1,0$	
$K_{6,14,6}=1,0$	$K_{6,24,7}=0,5$	$K_{10,32,33}=1,0$	$K_{12,11,8}=1,0$	$K_{12,17,15}=1,0$	
$K_{6,14,15}=1,0$	$K_{6,24,8}=0,5$	$K_{10,32,34}=1,0$	$K_{12,11,9}=1,0$	$K_{12,17,18}=1,0$	
$K_{6,14,22}=1,0$	$K_{6,25,34}=1,0$	$K_{10,33,25}=1,0$	$K_{12,11,14}=1,0$	$K_{12,17,20}=1,0$	
$K_{6,14,24}=1,0$	$K_{6,27,25}=0,3$	$K_{10,33,34}=1,0$	$K_{12,11,15}=1,0$	$K_{12,17,22}=1,0$	

Примечания: 1. Для любых $i=j$ $K_{kii}=1,0$. 2. $K_{k,i,j} = K_{k,j,i}$. 3. Не указанные в таблице $K_{k,i,j}$ равны 0.

Таблица 5

Оцененные значения сечения деления ^{235}U и ошибки оценки с учетом и без учета корреляций для оптимальных "весов"

Номер интервала	Энергия, кэВ	К,б	Ошибки оценки, %			Номер интервала	Энергия, кэВ	К,б	Ошибки оценки, %		
			К=0	К	К=I				К=0	К	К=I
1	0,1-0,2	20,71	1,44	3,08	3,22	3	0,4-0,5	13,34	1,50	3,10	3,39
	0,2-0,3	20,19					0,5-0,6	14,69			
2	0,3-0,4	12,88	1,68	3,24	3,44	4	0,6-0,7	11,20	1,87	3,70	4,27
							0,7-0,8	10,80			

Номер интервала	Энергия, кэВ	К,б	Ошибки оценки, %			Номер интервала	Энергия, кэВ	К,б	Ошибки оценки, %		
			К=0	К	К=I				К=0	К	К=I
5	0,8-0,9	7,92	} 1,91	3,71	4,27	13	235	1,318	} I,II	I,25	I,99
	0,9-1,0	7,34					240	1,311			
6	1,0-2,0	7,10	1,42	3,15	3,39		245	1,306			
	7	2,0-3,0	5,27	} 1,68	3,71		4,27	250			
3,0-4,0		4,73	255					1,294			
8	4,0-5,0	4,15	1,55	3,35	3,80		260	1,289			
	9	5,0-6,0	3,70	} 1,69	3,94		4,58	265			
6,0-7,0		3,31	270					1,279			
7,0-8,0		3,26	275					1,275			
8,0-9,0		2,89	280					1,270			
9,0-10,0		3,03	285					1,266			
10		10,0-20,0	2,42					2,02			
11	20,0-50,0	2,10	2,05	3,70	4,07		295	1,258			
12	50,0-60,0	2,000	} 1,25	1,57	2,65	300	1,250				
	60,0-70,0	1,749				305	1,245				
	70,0-80,0	1,677				310	1,240				
	80,0-90,0	1,617				315	1,237				
	90,0-100	1,575				320	1,233				
	13	100				1,555	} I,II	I,25	I,99	325	1,230
		105				1,550				330	1,228
110		1,545	335	1,224							
115		1,532	340	1,221							
120		1,522	345	1,220							
125		1,511	350	1,219							
130		1,501	14	355	1,217						
135		1,489		360	1,215						
140		1,478		365	1,215						
145		1,468		370	1,215						
150		1,458		375	1,215						
155		1,448		380	1,214						
160		1,438		385	1,214						
165		1,429		390	1,213						
170		1,419		395	1,213						
175		1,410		400	1,212						
180		1,399	405	1,211							
185	1,390	410	1,209								
190	1,380	415	1,207								
195	1,374	420	1,206								
200	1,366	425	1,205								
205	1,361	430	1,203								
210	1,350	435	1,200								
215	1,344	440	1,196								
220	1,338	445	1,194								
225	1,333	450	1,191								
230	1,323	455	1,188								
		460	1,186								
		465	1,183								
		470	1,181								

Номер интервала	Энергия, кэВ	К,б	Ошибки оценки, %			Номер интервала	Энергия, кэВ	К,б	Ошибки оценки, %		
			K=0	K	K=I				K=0	K	K=I
14	475	1,178	1,21	1,45	2,57	15	750	1,104	0,82	1,00	1,53
	480	1,176					760	1,106			
	485	1,173					770	1,109			
	490	1,170					780	1,111			
	495	1,168					790	1,115			
	500	1,166					800	1,117			
	505	1,163					810	1,122			
	510	1,160					820	1,127			
	515	1,158					830	1,132			
	520	1,157					840	1,137			
	525	1,155					850	1,144			
	530	1,153					860	1,150			
	535	1,151					870	1,159			
	540	1,149					880	1,165			
	545	1,148					890	1,172			
	550	1,146					900	1,180			
	555	1,143					910	1,185			
	560	1,141					920	1,190			
	565	1,140					930	1,194			
	570	1,138					940	1,200			
	575	1,136					950	1,204			
	580	1,134					960	1,208			
	585	1,132					970	1,210			
	590	1,131					980	1,212			
	595	1,130					1000	1,215			
	600	1,128					1020	1,216			
	605	1,126					1050	1,218			
	610	1,124					1100	1,220			
	615	1,122					1150	1,223			
	620	1,121					1200	1,226			
	625	1,120					1250	1,230			
	630	1,119					1300	1,232			
635	1,117	1350	1,235								
640	1,115	1400	1,239								
645	1,114	1450	1,244								
650	1,113	1500	1,248								
660	1,111	1550	1,252								
670	1,109										
680	1,107										
690	1,106										
700	1,105										
710	1,102										
720	1,101										
730	1,100										
740	1,100										
745	1,102										
				16	1600	1,258	0,92	1,02	1,30		
					1650	1,265					
					1700	1,271					
					1750	1,274					
					1800	1,276					
					1850	1,278					
					1900	1,281					
					1950	1,282					
					2000	1,284					

Номер интервала	Энергия, кэВ	К,б	Ошибки оценки, %			Номер интервала	Энергия, кэВ	К,б	Ошибки оценки, %		
			К=0	К	К=I				К=0	К	К=I
16	2050	1,284	0,92	1,02	1,30	17	4650	1,108	1,26	1,31	1,71
	2100	1,284					4700	1,105			
	2150	1,281					4750	1,102			
	2200	1,278					4800	1,099			
	2250	1,275					4850	1,096			
	2300	1,268					4900	1,093			
	2350	1,265					5000	1,087			
	2400	1,258				18	5050	1,083			
	2450	1,250					5100	1,080			
	2500	1,248					5200	1,075			
	2550	1,242					5300	1,067			
	2600	1,237					5400	1,060			
	2650	1,233					5500	1,052			
	2700	1,230					5600	1,050			
	2750	1,225					5700	1,056			
	2800	1,221					5800	1,075			
	2900	1,213					5900	1,105			
3000	1,205	6000	1,139								
17	3100	1,201	1,26	1,31	1,71	18	6100	1,182	1,27	1,39	1,71
	3150	1,197					6200	1,231			
	3200	1,195					6300	1,232			
	3250	1,192					6400	1,234			
	3300	1,189					6500	1,236			
	3350	1,186					6600	1,235			
	3400	1,183					6700	1,232			
	3450	1,180					6800	1,224			
	3500	1,177					6900	1,214			
	3550	1,174					7000	1,200			
	3600	1,171					7100	1,184			
	3650	1,166					7200	1,167			
	3700	1,165					7300	1,156			
	3750	1,162					7400	1,138			
	3800	1,159					7500	1,123			
	3850	1,156					7600	1,110			
	3900	1,154					7700	1,095			
	4000	1,147				7800	1,080				
	4050	1,144				7900	1,065				
	4100	1,141				8000	1,050				
	4150	1,138				8100	1,035				
	4200	1,135				8200	1,025				
	4250	1,132				8300	1,015				
	4300	1,129				8400	1,005				
	4350	1,125				8500	1,000				
	4400	1,122				8600	1,000				
	4450	1,119				8700	1,000				
4500	1,117	8800	1,000								
4550	1,114	8900	1,000								
4600	1,111	9000	1,000								

Номер интервала	Энергия, кэВ	К,б	Ошибки оценки, %			Номер интервала	Энергия, кэВ	К,б	Ошибки оценки, %		
			K=0	K	K=I				K=0	K	K=I
18	9100	1,810	1,27	1,39	1,71	19	15800	2,043	1,10	1,13	1,73
	9200	1,803					13900	2,054			
	9500	1,805					14000	2,033			
	9400	1,803				20 ^x	14100	2,071	1,19	-	1,86
	9500	1,800					14200	2,079			
	9600	1,797					14300	2,085			
	9700	1,794					14400	2,091			
	9800	1,792					14500	2,095			
	9900	1,789					14600	2,099			
	10000	1,783					14700	2,103			
	10100	1,784					14800	2,105			
	10200	1,782					14900	2,107			
	10300	1,780					15000	2,108			
	10400	1,778				21	15100	2,108	3,40	3,43	3,64
	10500	1,778					15200	2,108			
	10600	1,774					15300	2,107			
	10700	1,773					15400	2,106			
	10800	1,772					15500	2,104			
	10900	1,771					15600	2,101			
	11000	1,770					15700	2,099			
11100	1,770	15800	2,095								
11200	1,769	15900	2,091								
11300	1,769	16000	2,087								
11400	1,769	16100	2,083								
11500	1,769	16200	2,078								
11600	1,769	16300	2,073								
11700	1,769	16400	2,068								
11800	1,768	16500	2,062								
11900	1,768	16600	2,056								
12000	1,768	16700	2,051								
19	12100	1,770	1,10	1,13	1,73	16800	2,045	1,10	1,13	1,73	
	12200	1,777				16900	2,039				
	12300	1,765				17000	2,032				
	12400	1,796				17100	2,026				
	12500	1,813				17200	2,020				
	12600	1,803				17300	2,014				
	12700	1,857				17400	2,008				
	12800	1,880				17500	2,003				
	12900	1,902				17600	1,997				
	13000	1,922				17700	1,992				
	13100	1,941				17800	1,986				
	13200	1,955				17900	1,981				
	13300	1,960				18000	1,977				
	13400	1,990				18100	1,973				
	13500	2,006				18200	1,969				
	13600	2,020				18300	1,965				
	13700	2,032									

^x В рамке указан интервал, учтенный в интервале 21, но с измененными ошибками.

Номер интервала	Энергия, кэВ	К,σ	Ошибки оценки, %			Номер интервала	Энергия, кэВ	К,σ	Ошибки оценки, %		
			K=0	K	K=I				K=0	K	K=I
2I	18400	1,962	3,40	3,43	3,64	2I	19300	1,962	3,40	3,43	3,64
	18500	1,960					19400	1,966			
	18600	1,958					19500	1,970			
	18700	1,956					19600	1,976			
	18800	1,956					19700	1,982			
	18900	1,956					19800	1,989			
	19000	1,956					19900	1,998			
	19100	1,957					20000	2,015			
	19200	1,959									

Сравнение результатов оценки с данными ENDF/B-V (рис. 1-3) показывает их совпадение в пределах 1-3% в области энергий 0,1 кэВ - 15 МэВ.

В измерениях, которые будут проведены в дальнейшем, необходимо обратить внимание на области 0,25-0,7 и 14-20 МэВ для разрешения имеющихся там расхождений в экспериментальных данных.

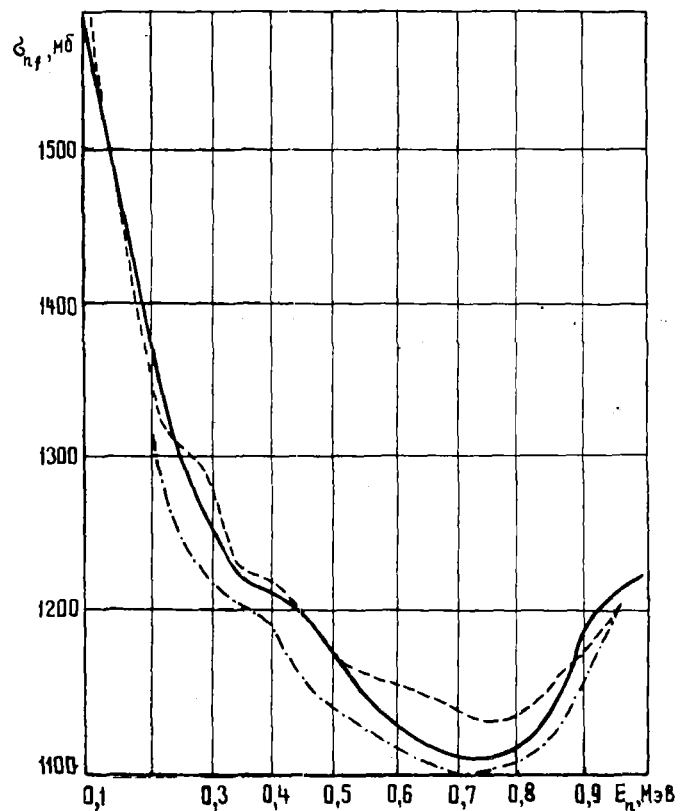


Рис.1. Оцененные кривые сечения деления ^{235}U в области энергий 0,1 - 1,0 МэВ.
Данные: --- - ENDF/B-IV; - · - ENDF/B-V;
— - настоящей работы

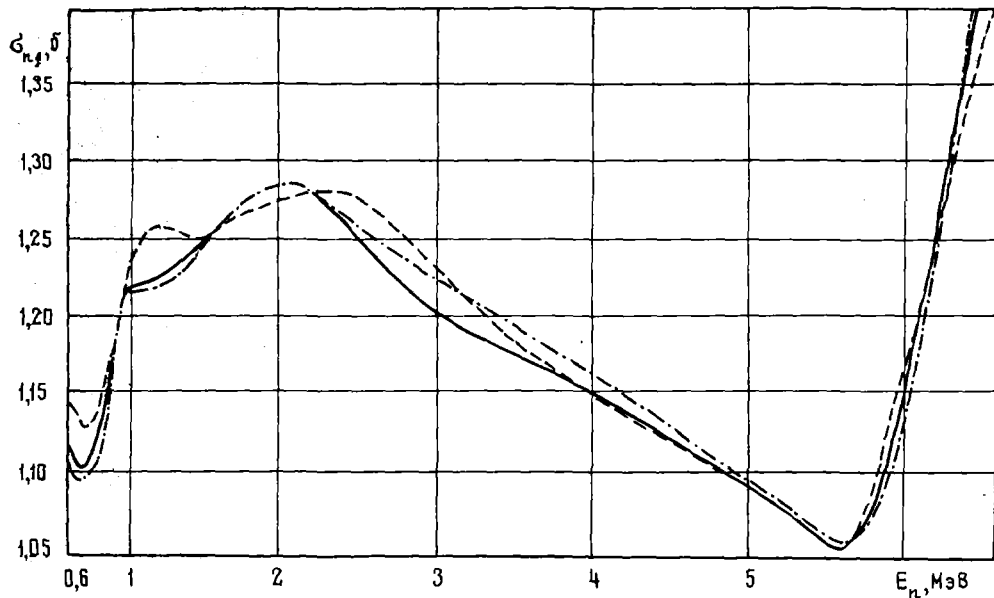


Рис.2. Оцененные кривые сечения деления ^{235}U в области энергий 0,6 - 6,6 МэВ. Данные: --- ENDF/B-IV; - · - · ENDF/B-V; — — — настоящей работы

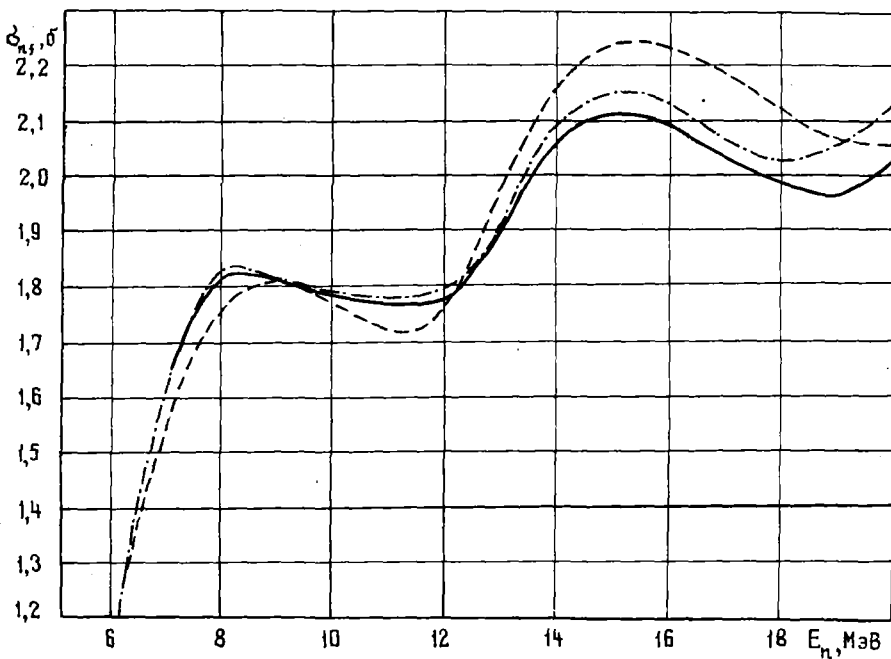


Рис.3. Оцененные кривые сечения деления ^{235}U в области энергий 5-20 МэВ. Данные: --- ENDF/B-IV; - · - · ENDF/B-V; — — — настоящей работы

В приложениях I и 2 приняты следующие обозначения для энергетических интервалов (n, m):

1	0,1-0,3 кэВ	12	30,0-110,0 кэВ
2	0,3-0,4 кэВ	13	110,0-350,0 кэВ
3	0,4-0,6 кэВ	14	350,0-750,0 кэВ
4	0,6-0,8 кэВ	15	0,75 - 1,50 МэВ
5	0,8-1,0 кэВ	16	1,50 - 3,00 МэВ
6	1,0-2,0 кэВ	17	3,00 - 5,00 МэВ
7	2,0-4,0 кэВ	18	5,00 -12,00 МэВ
8	4,0-5,0 кэВ	19	12,00-14,00 МэВ
9	5,0-10,0 кэВ	20	14,10-15,00 МэВ
10	10,0-20,0 кэВ	21	15,00-20,00 МэВ
11	20,0-30,0 кэВ		

ПРИЛОЖЕНИЕ I

Оптимизированные "веса" экспериментов при отсутствии корреляции, приписанной и полной корреляциях и экспериментальные значения сечения деления ^{235}U для разных энергетических интервалов^x

n, m = 1

Лите- ратура	k=0	k	k=1	σ_f, σ	
				0,1-0,2	0,2-0,3
[11]	0,111	0,150		20,33	20,16
[19]	0,093	0,000		20,13	20,03
[17]	0,040	0,039		20,93	20,23
[14]	0,045	0,000		20,66	19,85
[18]	0,031	0,001		20,51	20,69
[20]	0,042		0,000	21,10	20,00
[15]	0,032			19,80	19,96
[22]	0,087	0,000		20,19	20,08
[4]	0,091			20,65	19,92
[6]	0,063			20,38	20,33
[7]	0,174	0,267	0,378	20,89	19,96
[8]	0,186	0,543	0,622	20,72	20,31

n, m = 2

Лите- ратура	k = 0	k	k = 1	σ_f, σ	
[11]	0,151	0,206			12,72
[19]	0,127				12,89
[17]	0,055				12,82
[14]	0,062				13,91
[18]	0,009	0,000	0,000		12,57
[20]	0,053				12,89
[15]	0,043				12,53
[22]	0,119				12,81
[4]	0,140	0,110			12,86
[7]	0,236	0,634	1,000		12,93

n, m = 3

Лите- ратура	k=0	k	k=1	σ_f, σ	
				0,4-0,5	0,5-0,6
[11]	0,121	0,223		13,30	14,83
[19]	0,102	0,000		13,17	14,82
[17]	0,044	0,010		13,67	14,76
[14]	0,050			12,75	14,08
[18]	0,033		0,000	13,98	14,68
[20]	0,046	0,000		13,36	14,59
[15]	0,034			12,92	14,25
[22]	0,095			13,39	14,95
[4]	0,112	0,026		13,24	14,79
[7]	0,190	0,396	0,666	13,34	14,69
[8]	0,173	0,345	0,334	13,37	14,60

n, m = 4

Лите- ратура	k = 0	k	k = 1	σ_f, σ	
				0,6-0,7	0,7-0,8
[11]	0,188	0,380	0,705	11,21	10,89
[19]	0,158	0,000		11,25	10,85
[17]	0,063	0,098		11,28	10,57
[14]	0,077	0,000	0,000	11,29	10,46
[18]	0,060	0,062		10,92	10,46
[20]	0,072	0,000		11,08	10,66
[15]	0,054			11,28	10,98
[22]	0,148	0,109		11,25	10,83
[4]	0,175	0,351	0,295	11,21	10,81

^x Единицы энергии совпадают с указанными для всего энергетического интервала (см. выше).

n, m = 5

Литература	K=0	K	K=1	σ _f , б		
				0,8-0,9	0,9-1,0	
[11]	0,197	0,432	0,705	8,00	7,59	
[19]	0,165	0,000	0,000	8,23	7,41	
[17]	0,063	0,098		7,46	6,98	
[14]	0,061	0,000		8,27	7,57	
[18]	0,057	0,061		7,41	7,54	
[20]	0,070	0,000		7,86	7,28	
[15]	0,049			6,75	8,56	
[22]	0,135	0,004		7,96	7,35	
[4]	0,188	0,402		0,295	8,01	7,34

n, m = 6

Литература	K=0	K	K=1	σ _f , б	
				0,8-0,9	0,9-1,0
[11]	0,109	0,202	0,000	0,000	7,26
[19]	0,091				7,25
[17]	0,035	6,76			
[14]	0,045	7,22			
[18]	0,032	7,23			
[20]	0,039	6,99			
[15]	0,027	7,20			
[22]	0,075	7,25			
[4]	0,101	0,118			7,14
[5]	0,049	0,000			7,619
[6]	0,030		7,22		
[7]	0,169	0,340	0,500	7,10	
[8]	0,168	0,340	0,500	7,00	

n, m = 7

Литература	K=0	K	K=1	σ _f , б		
				2-3	3-4	
[11]	0,152	0,415	0,705	5,41	4,92	
[19]	0,128	0,013	0,000	5,26	4,74	
[17]	0,046	0,097		5,07	4,53	
[14]	0,063	0,006		5,49	4,65	
[18]	0,044	0,061		5,19	4,49	
[20]	0,051	0,007		5,04	4,49	
[15]	0,051	0,000		5,37	4,70	
[22]	0,104			5,25	4,67	
[24]	0,057	0,000		5,365	4,900	
[4]	0,141			0,396	0,295	5,18
[5]	0,039	0,000		0,000	5,602	4,897
[6]	0,066		5,55	4,59		

n, m = 8

Литература	K=0	K	K=1	σ _f , б	
				0,8-0,9	0,9-1,0
[11]	0,129	0,253	0,000	0,000	4,41
[19]	0,108	0,000			4,50
[17]	0,041	0,015			4,00
[14]	0,053	0,000			4,28
[18]	0,038	0,037			5,32
[20]	0,046	0,000			4,08
[15]	0,033				4,27
[22]	0,038	0,000			4,19
[24]	0,048				4,573
[4]	0,120	0,224			4,12
[5]	0,058	0,000	4,345		
[6]	0,071		4,25		
[8]	0,168	0,471	1,000	4,05	

n, m = 9

Литература	K=0	K	K=1	σ _f , б					
				5-6	6-7	7-8	8-9	9-10	
[11]	0,129	0,553	0,425	3,39	3,53	3,61	2,83	3,00	
[19]	0,100	0,000	0,000	3,64	3,40	3,15	2,93	2,99	
[17]	0,046	0,121		3,66	3,09	3,00	3,25	3,02	
[14]	0,049	0,000		3,04	3,57	3,55	3,77	3,24	
[18]	0,038	0,051		3,29	3,00	2,80	2,80	3,30	
[20]	0,053	0,006		3,99	3,08	3,08	2,90	2,90	
[15]	0,061	0,000		3,64	3,27	3,23	3,05	3,15	
[22]	0,105	0,072		3,62	3,52	3,09	3,04	2,99	
[24]	0,057	0,000		3,934	3,533	3,507	3,044	3,166	
[4]	0,131	0,342		0,544	3,75	3,17	3,08	3,91	3,04
[5]	0,079	0,000		0,000	3,929	3,28	3,18	2,981	3,06
[6]	0,064		3,72		3,35	3,12	2,88	3,19	
[25]	0,098	0,055	0,031	3,93	3,25	3,21	2,92	3,12	

n, m = 10

Лите- ратура	K = 0	K	K = 1	σ_f, σ
[19]	0,088	0,004	0,000	2,447
[17]	0,062	0,000		2,34
[20]	0,074			2,33
[24]	0,075	2,511		
[4]	0,161	0,274		2,48
[5]	0,113	0,000		2,456
[7]	0,279	0,722		1,000
[25]	0,148	0,000	0,000	2,46

n, m = 11

Лите- ратура	K = 0	K	K = 1	σ_f, σ
[19]	0,091	0,040	0,000	2,12
[17]	0,064	0,000		2,10
[20]	0,076			2,00
[24]	0,081	2,162		
[4]	0,167	0,306		2,13
[5]	0,117	0,000		2,102
[7]	0,254	0,554		1,000
[25]	0,150	0,000	0,000	2,095

25

n, m = 12

Лите- рату- ра	K=0	K	K=1	σ_f, σ	
[17]	0,024	0,000	0,000	I,9(30-40) ^x I,8I3(40-50) I,77(50-60) I,7I(60-70) I,62(70-80) I,59(80-90) I,55(90-100)	
[24]	0,025			2,052(30-40) I,939(40-50) I,894(50-60) I,849(60-70) I,77(70-80) I,694(80-90) I,645(90-100)	
[4]	0,043			0,026	1,96(30-40) I,84(40-50) I,84(50-60) I,78(60-70) I,73(70-80) I,60(80-90) I,57(90-100)
[5]	0,044			0,005	I,92(30-40) I,837(40-50) I,8II(50-60) I,762(60-70) I,682(70-80) I,565(80-90) I,54I(90-100)
[27]	0,158			0,013	I,80(42) I,765(68) I,74(72,5) I,54(95)
[28]	0,216	0,315	0,80I	I,975(38) 2,047(40) I,849(5I) I,822(55) I,7I(7I) I,707(75) I,556(88) 2,02(33) I,85(46) I,83(58) I,7(78) I,65(83,5) I,55(93) I,53(I03,5)	
[29]	0,193	0,282	0,100	2,10(40) I,786(67,5)	
[26]	0,175	0,255	0,003	2,006(35) I,93I(40) I,856(45) I,8I8(5I) I,794(55) I,772(60) I,7I(7I) I,647(80) I,588(90) I,555(100)	
[7]	0,068	0,100	0,000	I,79(40-50) I,77(50-60) I,76(60-70) I,53(80-90) I,30(I65-195)	
[25]	0,054	0,004	0,096	I,93(30-40) I,77(40-50) I,74(50-60) I,69(60-70) I,6I(70-80) I,57(80-90) I,57(90-100)	

^x Здесь и далее в скобках указана энергия или интервал энергий, при которых измерено сечение деления.

n, m = 13

Продолжение приложения I

Литература	K=0	K	K=I	σ_f, σ
[4]	0,030	0,000		I,50(100-200)
[5]	0,033	0,001		I,402(100-200) I,229(200-300)
[27]	0,077	0,003	0,000	I,53(110) I,57(120) I,5(125) I,5(I45) I,45(150) I,44(152)(154) I,45(156) I,365(195) I,325(215) I,295(227) I,285(251) I,275(257) I,27(286) I,285(313) I,19(320) I,21(331)
[28]	0,169	0,187		I,58(124) I,52(116) I,42(135) I,46(150)(172) I,42(199)
[29]	0,184	0,203	0,158	I,54(127) I,52(160) I,38(207) I,30(312)
[26]	0,136	0,150	0,000	I,493(120) I,437(140) I,387(170) I,357(200) I,307(251) I,268(300) I,228(350)
[7]	0,024	0,027		I,23(210-230) I,23(230-250) I,225(250-270) I,205(275-295) I,165(295-315) I,175(315-335) I,145(335-355)
[25]	0,046	0,050	0,034	I,45(100-150) I,36(150-200) I,22(200-300)
[38]	0,301	0,379	0,808	I,471(140) I,271(265)

n, m = 14

Литература	K=0	K	K=I	σ_f, σ
[5]	0,037	0,050	0,000	I,16(300-400) I,119(400-500) I,1(500-600) I,089(600-700)
[27]	0,191	0,048	0,304	I,215(369) I,205(407) I,16(506)(540) I,14(665)
[28]	0,171	0,213	0,000	I,14(730)
[29]	0,214	0,268	0,518	I,22(404) I,17(505)
[26]	0,163	0,203	0,132	I,201(400) I,16(500) I,125(600) I,11(700)
[34]	0,124	0,154		I,207(546) I,215(662) I,164(758)
[39]	0,030	0,037		I,28(404) I,24(513) I,27(562) I,17(673)
[7]	0,019	0,023	0,000	I,155(355-370) I,095(400-450) I,06(450-500) I,07(500-550) I,075(550-580) I,035(600-650) I,015(650-680)
[25]	0,051	0,004		I,16(300-400) I,13(400-500) I,10(500-600) I,09(600-700)

n, m = 15

Литература	K=0	K	K=I	σ_f, σ
[5]	0,017	0,015		I,089(700-800) I,122(800-900) I,180(900-1,0)
[27]	0,083	0,025		I,135(810) I,205(1,01)
[28]	0,082	0,087		I,14(880) I,188(920) I,187(1,02) I,207(1,28) I,229(1,405) I,255(1,485)
[29]	0,109	0,116		I,22(1,0)
[26]	0,077	0,082	0,000	I,11(800) I,12(840) I,135(860) I,161(890) I,185(920) I,214(950) I,209(980) I,207(1,0) I,204(1,2) I,213(1,4) I,226(1,5)
[34]	0,074	0,079		I,193(908) I,248(1,057) I,256(1,125) I,221(1,18)
[39]	0,014	0,015		I,19(770) I,23(869) I,27(950)
[32]	0,283	0,302	0,899	I,229(1,0) I,252(1,1) I,245(1,2) I,241(1,3) I,224(1,4) I,26(1,5)
[33]	0,068	0,072	0,101	I,08(754) I,10(786) I,09(819) I,12(855) I,16(894) I,17(935) I,21(979) I,22(1,026) I,2(1,077) I,22(1,132) I,24(1,191) I,24(1,479) I,23(1,398) I,22(1,323) I,21(1,254)
[25]	0,023	0,024		I,07(700-800)
[38]	0,160	0,171	0,000	I,161(770) I,210(964)
[35]	0,010	0,012		I,229(1,224) I,189(1,274) I,255(1,324) I,241(1,374) I,210(1,424) I,268(1,474)

n, m = 16

Литература	K=0	K	K=I	σ_f, σ
/28/	0,150	0,165		I,252(1,58) I,272(1,7) I,306(1,8) I,353(1,915) I,315(2,0) I,33(2,04) I,318(2,1) I,294(2,18) I,303(2,19) I,304(2,28) I,293(2,3) I,275(2,38) I,27(2,61)
/29/	0,084	0,092	0,000	I,31(2,25)
/26/	0,093	0,102		I,279(1,8) I,29(1,9) I,294(2,0) I,292(2,1) I,285(2,2) I,266(2,4) I,253(2,6) I,224(3,0)
/39/	0,017	0,019		I,3(1,545) I,31(1,62)
/32/	0,489	0,536	0,948	I,232(1,58) I,285(1,7) I,267(1,8) I,266(1,9) I,262(2,0) I,265(2,2) I,245(2,4) I,242(2,5) I,210(2,6) I,216(2,7) I,201(2,8) I,185(2,9) I,201(3,0)
/33/	0,080	0,077	0,052	I,25(1,568) I,27(1,66) I,26(1,77) I,28(1,887) I,3(2,015) I,28(2,157) I,27(2,315) I,26(2,49) I,25(2,99) I,24(3,05)
/30/	0,068	0,009	0,000	I,256(2,35) I,219(2,6) I,206(2,78) I,203(2,85)
/35/	0,019	0,000		I,27(1,524) I,268(1,6) I,221(1,625) I,252(1,674) I,284(1,726) I,257(1,775) I,267(1,824) I,25(1,872) I,263(1,923) I,284(1,973) I,251(2,047) I,301(2,147) I,253(2,248) I,267(2,349) I,222(2,450) I,234(2,549) I,181(2,647) I,224(2,75) I,215(2,849) I,241(2,95) I,184(3,05)

27

n, m = 17

Литература	K=0	K	K=I	σ_f, σ
/26/	0,176	0,183	0,000	I,192(3,5)
/32/	0,517	0,538	0,876	I,206(3,2) I,175(3,4) I,169(3,5) I,173(3,6) I,147(3,7) I,156(3,8) I,129(4,0) I,135(4,2) I,11(4,4) I,09(4,6) I,1(4,8) I,081(4,5)
/33/	0,150	0,156	0,120	I,24(3,12) I,21(3,18)(3,24) I,19(3,32)(3,4) I,2(3,47) I,19(3,55) I,18(3,63) I,2(3,71) I,18(3,8) I,19(3,89) I,18(3,98)(4,07) I,17(4,17)(4,27) I,15(4,38) I,14(4,49)(4,6) I,12(4,7) I,11(4,8)(5,0)
/30/	0,111	0,115	0,004	I,167(3,09) I,156(3,23) I,13(3,36) I,137(3,55) I,1(3,8) I,088(3,92) I,1(4,47)
/35/	0,045	0,008	0,000	I,196(3,15) I,162(3,25) I,163(3,349) I,146(3,446) I,156(3,547) I,143(3,647) I,125(3,75) I,19(3,85) I,164(3,95) I,166(4,05) I,155(4,144) I,128(4,24) I,096(4,35) I,122(4,446) I,167(4,55) I,148(4,643) I,131(4,742) I,151(4,843) I,121(4,949) I,058(5,046)

n, m = 18

Литература	K=0	K	K=I	σ_f, σ
/29/	0,159	0,133	0,000	I,00(5,4)
/32/	0,528	0,575	0,876	I,077(5,1) I,082(5,2) I,077(5,3) I,059(5,4) I,055(5,5) I,041(5,6) I,06(5,7) I,084(5,8) I,113(5,9) I,137(6,0)
/33/	0,153	0,167	0,120	I,09(5,11)(5,25)(5,39) I,07(5,54) I,06(5,7) I,07(5,87) I,14(6,04) I,23(6,22) I,34(6,4) I,44(6,6) I,54(6,81) I,6(7,02) I,69(7,25) I,75(7,48) I,79(7,73) I,82(7,99) I,83(8,27) I,82(8,55) I,81(8,86) I,79(9,18) I,78(9,52) I,82(9,88) I,81(10,25) I,77(10,66) I,78(11,08) I,75(11,53) I,78(12,01)
/30/	0,112	0,122	0,004	I,0(5,015) I,03(5,53)
/35/	0,048	0,003	0,000	I,058(5,146) I,076(5,25) I,031(5,344) I,054(5,442) I,058(5,541) I,099(5,644) I,05(5,75) I,018(5,844) I,088(5,956) I,078(6,056) I,152(6,143) I,169(6,248) I,13(6,34) I,262(6,45) I,28(6,547) I,398(6,645) I,372(6,746) I,53(6,85) I,47(6,94) I,434(7,045) I,566(7,155) I,574(7,249) I,62(7,345) I,658(7,443) I,699(7,542) I,67(7,644) I,673(7,748) I,739(7,853) I,681(7,94) I,6(8,05) I,713(8,139) I,742(8,253) I,686(8,346) I,718(8,441) I,693(8,54) I,786(8,635) I,719(8,734) I,758(8,836) I,709(8,94) I,675(9,044) I,7(9,15) I,666(9,232) I,704(9,342) I,773(9,454) I,709(9,539) I,707(9,655) I,686(9,743) I,686(9,833) I,695(9,954) I,669(10,05) I,714(10,14) I,707(10,235) I,691(10,364) I,681(10,462) I,645(10,562) I,657(10,663) I,709(10,765) I,64(10,834) I,692(10,94) I,689(11,046) I,674(11,154) I,667(11,227) I,692(11,337) I,708(11,45) I,727(11,526) I,716(11,641) I,686(11,758) I,639(11,837) I,727(11,957)

28

n, m = 19

Литература	K=0	K	K=I	σ_f, σ
/29/	0,218	0,226	0,179	2,17(14,1)
/33/	0,114	0,118	0,210	I,83(12,52) I,91(13,06) 2,01(13,64) 2,07(14,26)
/36/	0,333	0,345	0,611	2,063(14,6)
/37/	0,300	0,311	0,000	2,192(14,8)
/35/	0,035	0,000		I,741(12,04) I,751(12,16) I,762(12,37) I,789(12,59) I,889(12,807) I,919(13,033) I,977(13,266) 2,003(13,505) 2,091(13,75) 2,097(14,003)

n, m = 20

Литература	K=0	K	K=I	σ_f, σ
/29/	0,256	0,256	0,220	2,17(14,1)
/36/	0,391	0,391	0,753	2,063(14,6)
/37/	0,353	0,353	0,027	2,192(14,8)

n, m = 21

Литература	K=0	K	K=I	σ_f, σ
/33/	0,860	0,875	0,956	2,08(14,93)(15,64) 1,99(16,4) 1,95(17,22) 1,94(18,11) 1,96(19,07) 2,03(20,10)
/35/	0,140	0,125	0,044	2,173(14,803) 2,2(15,086) 2,232(15,376) 2,235(15,675) 2,27(15,983) 2,18(16,3)(16,627) 2,171(16,964) 2,125(17,311) 2,128(17,67) 2,119(18,039) 2,08(18,42) 2,041(18,814) 1,989(19,22) 1,912(19,64) 1,912(20,075)

ПРИЛОЖЕНИЕ 2

29

n, m	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21
1	1,0	0,84	0,95	0,74	0,74	0,96	0,73	0,83	0,68	0,51	0,50	0,18	0,09	0,04	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
2		1,0	0,90	0,86	0,85	0,83	0,76	0,69	0,70	0,62	0,61	0,22	0,12	0,05	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
3			1,0	0,80	0,80	0,94	0,70	0,81	0,65	0,55	0,54	0,20	0,10	0,04	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
4				1,0	1,0	0,74	0,88	0,81	0,82	0,40	0,41	0,12	0,06	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
5					1,0	0,74	0,88	0,81	0,82	0,41	0,42	0,12	0,07	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
6						1,0	0,79	0,88	0,74	0,59	0,58	0,23	0,14	0,08	0,03	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
7							1,0	0,91	0,94	0,51	0,52	0,20	0,11	0,05	0,03	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
8								1,0	0,86	0,47	0,48	0,18	0,10	0,05	0,03	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
9									1,0	0,70	0,64	0,27	0,18	0,13	0,08	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
10										1,0	0,99	0,45	0,28	0,21	0,10	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
11											1,0	0,45	0,28	0,21	0,10	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
12												1,0	0,80	0,85	0,53	0,42	0,18	0,17	0,19	0,21	0,00
13													1,0	0,71	0,67	0,39	0,15	0,18	0,18	0,20	0,00
14														1,0	0,65	0,42	0,17	0,18	0,20	0,22	0,00
15															1,0	0,71	0,62	0,64	0,26	0,16	0,27
16																1,0	0,82	0,82	0,25	0,14	0,30
17																	1,0	0,83	0,17	0,00	0,42
18																		1,0	0,35	0,19	0,43
19																			1,0	0,92	0,37
20																				1,0	0,00
21																					1,0

Матрица коэффициентов корреляции между энергетическими интервалами n, m при отсутствии корреляций между ошибками

n,m	I	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	
I	1,0	0,92	0,98	0,83	0,80	0,97	0,81	0,94	0,82	0,85	0,83	0,29	0,27	0,25	0,18	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
2		1,0	0,96	0,87	0,86	0,97	0,86	0,89	0,87	0,96	0,95	0,34	0,28	0,27	0,18	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
3			1,0	0,86	0,84	0,99	0,84	0,95	0,85	0,90	0,88	0,31	0,28	0,26	0,18	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
4				1,0	1,0	0,89	1,0	0,91	0,99	0,83	0,83	0,28	0,23	0,24	0,17	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
5					1,0	0,88	1,0	0,90	0,99	0,82	0,82	0,27	0,22	0,24	0,17	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
6						1,0	0,88	0,96	0,88	0,92	0,91	0,32	0,28	0,26	0,18	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
7							1,0	0,91	0,99	0,83	0,83	0,28	0,22	0,24	0,17	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
8								1,0	0,90	0,84	0,83	0,29	0,25	0,24	0,18	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
9									1,0	0,83	0,83	0,29	0,23	0,26	0,18	0,01	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
10										1,0	0,98	0,35	0,28	0,27	0,16	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
11											1,0	0,34	0,27	0,26	0,16	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
12												1,0	0,77	0,89	0,59	0,60	0,37	0,33	0,27	0,28	0,14	0,14
13													1,0	0,71	0,71	0,48	0,30	0,28	0,22	0,23	0,12	0,12
14														1,0	0,70	0,62	0,37	0,36	0,29	0,30	0,16	0,16
15															1,0	0,82	0,68	0,73	0,37	0,28	0,41	0,41
16																1,0	0,84	0,84	0,32	0,23	0,39	0,39
17																	1,0	0,87	0,25	0,10	0,43	0,43
18																		1,0	0,37	0,24	0,51	0,51
19																			1,0	0,94	0,45	0,45
20																				1,0	0,15	0,15
21																					1,0	0,15

Матрица коэффициентов корреляции между энергетическими интервалами n,m для случая приписанных корреляций между ошибками

n,m	I	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21
I	1,0	0,93	0,98	0,88	0,88	0,98	0,88	0,96	0,86	0,90	0,88	0,56	0,47	0,51	0,64	0,58	0,64	0,64	0,70	0,39	0,93
2		1,0	0,98	0,94	0,94	0,98	0,94	0,87	0,93	0,99	0,96	0,68	0,52	0,62	0,55	0,50	0,55	0,55	0,72	0,44	0,88
3			1,0	0,95	0,95	1,0	0,95	0,95	0,93	0,97	0,95	0,68	0,55	0,62	0,64	0,57	0,64	0,64	0,75	0,46	0,94
4				1,0	1,0	0,93	1,0	0,91	0,99	0,96	0,95	0,83	0,74	0,74	0,73	0,64	0,75	0,75	0,83	0,60	0,92
5					1,0	0,93	1,0	0,91	0,99	0,96	0,95	0,83	0,74	0,74	0,73	0,64	0,75	0,75	0,83	0,60	0,92
6						1,0	0,93	0,95	0,92	0,96	0,94	0,66	0,52	0,61	0,64	0,59	0,64	0,64	0,74	0,44	0,93
7							1,0	0,91	0,99	0,96	0,95	0,83	0,74	0,74	0,73	0,64	0,75	0,75	0,83	0,60	0,92
8								1,0	0,89	0,88	0,86	0,68	0,61	0,60	0,77	0,69	0,79	0,79	0,76	0,48	0,97
9									1,0	0,96	0,94	0,83	0,73	0,74	0,72	0,64	0,74	0,74	0,81	0,58	0,90
10										1,0	0,97	0,77	0,59	0,70	0,61	0,54	0,61	0,61	0,75	0,50	0,88
11											1,0	0,81	0,63	0,75	0,64	0,59	0,63	0,63	0,85	0,64	0,83
12												1,0	0,87	0,96	0,77	0,74	0,78	0,78	0,87	0,84	0,62
13													1,0	0,81	0,83	0,76	0,85	0,85	0,76	0,73	0,57
14														1,0	0,79	0,81	0,76	0,76	0,85	0,86	0,49
15															1,0	0,97	0,99	0,99	0,81	0,72	0,66
16																1,0	0,93	0,93	0,79	0,74	0,54
17																	1,0	1,0	0,81	0,70	0,70
18																		1,0	0,81	0,70	0,70
19																			1,0	0,92	0,88
20																				1,0	0,36
21																					1,0

Матрица коэффициентов корреляции
 между энергетическими интервалами n,m
 при полной корреляции между ошибками

Список литературы

1. L e o n a r d B.R., Jr. Common Normalization of Several ^{235}U Fission Data Jets in the Thermal and Resonance Region. - In: Proceedings of the NEAND/NEACRP Specialists Meeting on Fast Fission Cross-Section of ^{235}U , ^{233}U , ^{238}U and ^{239}Pu (June 28-30, 1976). ANL, p. 281-305.
2. L e m m e l H.D. The Third IAEA Evaluation of the 2200 m/s and 20°C Maxwellian Neutron Data for ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu and ^{241}Pu . - In: Proceedings of the Conference on Nuclear Cross-Sections and Technology. Washington, 1975, v. 1, p. 286-292.
3. H a l e G.M., S t e w a r t L., Y o u n g P.G. Light Elements Standard Cross-Section for ENDF/B Version IV. - LA-6518-MS. 1976, p. 1-36.
4. G w i n R., S i l v e r E.G., I n g l e R.W., W e a v e r H. Measurement of the Neutron Capture and Fission Cross-Section of ^{239}Pu and ^{235}U , 0,02 eV to 200 keV, the Neutron Capture Cross-Section of ^{197}Au , 10 to 50 keV, and Neutron Fission Cross-Sections of ^{233}U , 5 to 200 keV. - Nucl. Sci. and Engng, 1976, v. 59, p. 79-105.
5. G a y t h e r D.B., B o y c e D.A., B r i s l a n d J.B. Measurement of the ^{235}U Fission Cross-Section in the Energy Range 1 keV to 1 MeV. - In: Proceedings of the IAEA Panel on Neutron Standard Reference Data. Vienna, 1972, p. 201-209.
6. М о с т о в а я Т.А., М о с т о в о в В.И., П е р е г у д о в В.Н. Сечение деления ^{235}U в области энергий нейтронов 0,01-10 кэВ. - В кн.: Нейтронная физика (Материалы 3-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 1975). М., ЦНИИатоминформ, 1976, т.6, с.76-80.
7. C z i r r J.B., S i d h u G.S. A Measurement of the Fission Cross-Section of Uranium-235 from 100 eV to 680 keV. - Nucl. Sci. and Engng, 1976, v. 60, p. 383-389.
8. W a s s o n O.A. The ^{235}U Neutron Fission Cross-Section Measurement at the NBS LINAC. - См. /1/, p. 183-205.
9. С у х о в и й К.И. Е.Ш., К о н ь ш и н В.А. Учет корреляций при определении ошибок оцененных данных. - Изв. АН БССР. Сер. физ.-энергетич. наук, 1976, № 3, с. 19-23.
10. D e r u y t t e r A.J., W a g e m a n s C. Measurement and Normalization of the Relative ^{235}U Fission Cross-Section in the Low Resonance Region. - J. Nucl. Energy, 1971, v. 25, p. 263-272.
11. D e S a u s s u r e G., W e s t o n L.W., G w i n R. e.a. Measurement of the Neutron Capture and Fission Cross-Sections and of Their Ratio Alpha for ^{233}U , ^{235}U and ^{239}Pu . - In: Proceedings of the Conference on Nuclear Data for Reactors. Paris, 1966, v. 2, p. 233-249.
12. B o w m a n C.D. - In: Proceedings of the Conference on Neutron Cross-Section Technology, 1966, v. 2, p. 1004-1013.
13. S h o r e F.S., S a i l o r V.L. Slow Neutron Resonances in ^{235}U . - Phys. Rev., 1958, v. 112, p. 191.
14. M i c h a u d o n A., D e r r i e n H., R i b o n P., S a n c h e M. Propriétés Statistiques des Niveaux de I' ^{236}U Induits Dans I' ^{235}U Par Les Neutrons Lents. - Nucl. Phys., 1965, v. 69, p. 545.
15. В а н Ш и - д и , В а н Ю - ч а н , Д е р м е н д ж и е в Е., Р я б о в Ю.В. Взаимодействие нейтронов с ядрами ^{235}U в области энергий 0,002-30 кэВ. - In: Proceedings of the Symposium on Physics and Chemistry of Fission. Vienna, IAEA, 1965, v. 1, p. 287-305.
16. W a g e m a n s C., D e r u y t t e r A.J. The Neutron Induced Fission Cross-Section of ^{235}U in the Energy Region from 0,008 eV to 30 keV. - Ann. Nucl. Energy, 1976, v. 3, p. 437-445.
17. L e m l e y J.R., K e y w o r t h G.A., D i v e n B.C. High Resolution Fission Cross-Section of ^{235}U from 20 eV to 100 keV. - Nucl. Sci. and Engng, 1971, v. 43, p. 281-291.
18. B r o w n W.K., B e r g e n B.W., C r a m e r S.D. - In: Proceedings of the Conference on Neutron Cross-Sections and Technology. Washington, 1966, p. 971.
19. B l o n s J. High Resolution Measurements of Neutron - Induced Fission Cross-Sections for ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu and ^{241}Pu Below 30 keV. - Nucl. Sci. and Engng, 1973, v. 51, p. 130-147.
20. P a t r i c k V.H., S o w e r b y M.G., S c h o n b e r g M.G. Structure in the Fission Cross-Section of ^{235}U . - J. Nucl. Energy, 1970, v. 24, p. 269-274.
21. Р я б о в Ю.В. Препринт ОИЯИ РЗ-5113. Дубна, 1970.

22. P e r e z R.B., de S a u s s u r e G., S i l v e r E.G. e.a. Simultaneous Measurements of the Neutron Fission and Capture Cross-Sections for Uranium-235 for Neutron Energies from 8 eV to 10 keV.-Nucl. Sci. and Engng, 1973, v. 52, p. 46-72.
23. B h a t M.R. Evaluation of the ^{235}U Fission Cross-Section from 100 eV to 20 MeV. См. [1], p. 307-329.
24. P e r e z R.B., de S a u s s u r e G., S i l v e r E.G. e.a. Measurement of the Fission Cross-Section of Uranium-235 for Incident Neutrons with Energies Between 2 and 100 keV. - Nucl. Sci. and Engng, 1974, v. 55, p. 203-218.
25. W a s s o n O.A. The ^{235}U Neutron Fission Cross-Section Measurement at the NBS LINAC. - См. [1], p. 183-205.
26. P ö n i t z W.P. Relative and Absolute Measurements of the Fast-Neutron Fission Cross-Section of Uranium-235. - Nucl. Sci. and Engng, 1974, v. 53, p. 370; K n o l l G.F., P ö n i t z W.P. A Measurement of the ^{235}U Fission Cross-Section at 30 and 64 keV. - J. Nucl. Energy, 1967, v. 21, p. 643-652.
27. S z a b o I., F i l i p p s G., H u e t J.L. e.a. New Absolute Measurement of the Neutron Induced Fission Cross-Sections of ^{235}U , ^{239}Pu and ^{241}Pu from 17 keV to 1 MeV. - In: Proceedings of the EANDC Symposium on Neutron Standard and Flux Normalisation. USA, Argonne, 1970, p. 257-273.
28. S z a b o I., F i l i p p s G., H u e t J.L. e.a. ^{235}U Fission Cross-Section From 10 keV to 200 keV.- In: Proceedings of the third Conference on Neutron Cross-Sections and Technology. USA, Knoxville, v. 2, p. 573-583;
S z a b o I., L e v o y J.L., M a r g u e t t e J.P. Mesure Absolue de la Section Efficace de Fission de ^{235}U de ^{239}Pu et de ^{241}Pu Entre 10 keV et 2,6 MeV. - В кн.: Нейтронная физика (Материалы 2-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 28 мая-1 июня 1973 г.). Обнинск, ФЭИ, 1974, ч. 3, с. 27-45.
29. W h i t e P.H. Measurements of the ^{235}U Neutron Fission Cross-Section in the Energy Range 0,04-14 MeV. - J. Nucl. Energy, 1965, v. 19, p. 325.
30. S z a b o I., M a r q u e t t e S.P. Measurement of the Neutron Induced Fission Cross-Sections of Uranium-235 and Plutonium-239 in the MeV Energy Range. - Ibid., p. 208-223.
31. D i v e n B. Additional Remarks Concerning the Suggested Energy - Shift Between the LASL and LLL Data. - См. [1], p. 176-178.
32. B a r t o n D.M., D i v e n B.C., H a n s e n G.E. e.a. Measurement of the Uranium-235 Fission Cross-Section Over the Neutron Energy Range 1 to 6 MeV. - Nucl. Sci. and Engng, 1976, v. 60, p. 369-382.
33. C z i r r J.B., S i d h u G.S. ^{235}U Fission Cross-Section Measurement Relative to Neutron-Proton Scattering. - См. [2], v. 2, p. 615-619.
34. K ä p p e l e r F. Measurement of the Neutron Fission Cross-Section of ^{235}U Between 0,5 and 1,2 MeV. - In: Proceedings of the IAEA Panel on Neutron Standard Reference Data. Vienna, Nov. 1972, p. 213-224.
35. L e u g e r s B., C i e r j a c k s S., B r o t z P. The ^{235}U and ^{238}U Neutron Induced Fission Cross-Sections Relative to the H(n, p) Cross-Section. - См. [1], p. 246-254.
36. C a n s e M., G r e n i e r G. Absolute Measurement of 14,6 MeV Neutron Fission Cross-Section of ^{235}U and ^{238}U . - Ibid., p. 237-244.
37. А л х а з о в И.Д., К а с а т к и н В.П., К о с т о ч к и н О.И. и др. Абсолютные измерения сечений деления ^{235}U нейтронами с энергией 14,8 МэВ. - В кн.: Нейтронная физика (Материалы 3-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 9-13 июня 1975 г.). М., ЦНИИатоминформ, 1976, т. 6, с. 9-12.
38. D a v i s M.C., K n o l l G.F., R o b e r t s o n J.C. Absolute Measurements of ^{235}U and ^{239}Pu Fission Cross-Sections with Photoneutron Sources. - См. [1], p. 225-229.
39. D i v e n B.C. Fission Cross-Section of ^{235}U for Fast Neutrons. - Phys. Rev., 1957, v.105, p. 1350.

ГРУППОВЫЕ НЕЙТРОННЫЕ СЕЧЕНИЯ ДЕЛЕНИЯ И РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА ТРАНСАКТИНИДОВ

А.И.Воропаев, А.А.Ваньков, В.В.Возяков,
А.С.Кривцов, В.Н.Манохин, А.Г.Цыкунов

GROUP NEUTRON FISSION AND RADIATIVE CAPTURE CROSS-SECTIONS FOR TRANSACTINIDES. The comparison of evaluated radiative capture and fission cross-sections for isotopes ^{236}Pu , ^{237}Np , ^{238}Pu , ^{241}Am , ^{243}Am , ^{242}Cm , ^{244}Cm is made, recommendations on choice of group-averaged cross-sections for fast reactors are given. For many isotopes only single evaluations exist, so for 9 other isotopes the group cross-sections obtained from HELD data (evaluations for ENDF/B-V Library) are given. To make the full picture, the group cross-sections calculated from ENDF-76 Library are listed for 32 isotopes. While recommending the cross-sections the criteria were the consistency with experimental data (if available), documentation and completeness of calculations on the base of theoretical model. Reliability of evaluations is discussed. The effort is made to judge on the uncertainties of one-group cross-sections averaged on the typical fast reactor spectrum. The conclusions were drawn after studying the materials on transactinide cross-sections experiment and calculation status. The dispersion of different evaluations was also taken into account. The integral experiments available for adjustment of transactinide cross-sections are briefly discussed to the end.

К середине 70-х гг. в некоторых странах была практически завершена работа по созданию систем ядерных констант, обеспечивающих приемлемую точность предсказания основных физических параметров большого реактора-размножителя ($\pm 2\%$ в коэффициенте размножения и $\pm 6\%$ в коэффициенте воспроизводства при требованиях ± 1 и 2-3% соответственно [1]).

В последние годы все больше внимания уделяется проблеме получения данных для трансактинидов. Причина кроется в практике обращения с облученным топливом, количество которого непрерывно растет. В то же время ситуация с ядерными данными трансактинидов, вероятно, будет еще долго оставаться неблагоприятной. В табл. I приведены используемые в разных лабораториях средние по спектру активной зоны промышленного быстрого реактора сечения радиационного захвата некоторых изотопов. Видно, что разброс достигает фактора 2-4.

При решении практических задач по трансактинидам нарастает потребность в их групповых константах, соответствующих современному состоянию оценки. Имеющиеся в Физико-энергетическом институте (ФЭИ) групповые константы трансактинидов не полны, а в некоторых случаях нуждаются в пересмотре. Важно получить также представление о надежности используемых данных.

Таблица I Источники информации

Средние по спектру активной зоны промышленного быстрого реактора сечения радиационного захвата некоторых изотопов, σ

Изотоп	СССР, ФЭИ (настоящая работа)	Япония [2]	США, ORNL [3]
^{236}Pu	0,29	0,30	0,30
^{239}Pu	0,49	0,47	0,50
^{237}Np	2,4	1,7	0,76
^{238}Pu	1,1	0,5	0,22
^{241}Am	2,8	1,4	0,99
^{243}Am	1,5	0,91	0,55
^{242}Cm	0,98	0,68	0,38
^{244}Cm	0,81	0,53	0,37

Цель настоящей работы - сравнение ядерных данных основных трансактинидов, выдача рекомендованных значений среднегрупповых сечений деления σ_f и радиационного захвата σ_{nc} в области 10 эВ - 10 МэВ, а также оценка их погрешности. Сравниваются оценки для ^{236}Pu , ^{237}Np , ^{238}Pu , ^{241}Am , ^{243}Am , ^{242}Cm , ^{244}Cm (табл. 2).

Основными источниками информации являются оценки ФЭИ (Л.П.Абагян, С.М.Захаровой и др.), израильской группы (М.Сaner, S.Yiftah e.a.), Ханфордской лаборатории инженерно-технических разработок - HELD (F.Mann, R.Schenter), японской группы (S.Igarasi, T.Nakagawa), библиотеки оцененных сечений Ливерморской лаборатории им. Лоуренса - ENDF-76 (R.Howerton e.a.).

Сравнение различных оценок сечений радиационного захвата и деления основных трансактинидов

Таблица 2

Номер группы	Энергетический интервал	^{236}U						^{237}Np							
		σ_{nr}			σ_f			σ_{nr}			σ_f				
		Л.П.Абаган и др., 1964 г. [6]	ENDL-76, 1975 г. [11]	HEDL, 1977 г. [5]	Л.П.Абаган и др., 1964 г. [6]	ENDL-76, 1976 г. [11]	HEDL, 1977 г. [5]	С.М.Захарова, 1968 г. [17]	ENDL-76, 1973 г. [11]	М.Сангер е.а., 1977 г. [15]	HEDL, 1977 г. [5]	В.И.Голубев и др., 1964 г. [33]	ENDL-76, 1977 г. [11]	М.Сангер е.а., 1977 г. [15]	HEDL, 1977 г. [5]
1	10,5-6,5 МэВ	0,01	0,01	0,02	1,50	1,50	1,60	0,07	0,007	0,008	0,008	2,40	2,14	2,15	2,00
2	6,5-4,0 "	0,02	0,03	0,03	0,92	0,88	1,1	0,10	0,01	0,02	0,02	1,53	1,49	1,49	1,50
3	4,0-2,5 "	0,05	0,05	0,05	0,90	0,88	0,90	0,15	0,02	0,03	0,03	1,48	1,61	1,60	1,65
4	2,5-1,4 "	0,09	0,12	0,11	0,77	0,76	0,80	0,25	0,06	0,06	0,06	1,44	1,64	1,61	1,65
5	1,4-0,8 "	0,33	0,31	0,31	0,42	0,44	0,50	0,36	0,14	0,13	0,13	1,28	1,40	1,41	1,45
6	0,8-0,4 "	0,30	0,26	0,28	0,03	0,03	0,03	0,55	0,31	0,31	0,31	0,62	0,75	0,65	0,75
7	0,4-0,2 "	0,33	0,26	0,27	0	0,003	<0,002	0,81	0,63	0,63	0,63	0,07	0,09	0,08	0,08
8	0,2-0,1 "	0,40	0,32	0,32	0	0,002	<0,002	1,3	1,0	0,93	0,93	0,03	0,04	0,04	0,04
9	100-46,5 кэВ	0,60	0,47	0,43	0	0,003	<0,002	2,0	1,6	1,4	1,3	0,02	0,02	0,02	0,02
10	46,5-21,5 "	0,80	0,66	0,60	0	0,024	<0,002	3,1	2,3	2,0	1,8	0,02	0,02	0,01	0,008
11	21,5-10 "	1,1	0,90	0,87	0	0,025	<0,002	4,4	3,3	2,7	2,6	0,02	0,01	0,01	0,006
12	10- 4,65 "	1,6	1,3	1,3	0	0,027	<0,002	7	4,5	3,8	4,2	0	0,02	0,01	0,01
13	4,65-2,15 "	2,5	1,8	1,9	0	0,029	<0,002	10	6,2	5,9	6,2	0	0,04	0,01	0,01
14	2,15-1 "	4	2,8	3,1	0	0,01	<0,02	16	8	9,2	11	0	0,10	0,01	0,02
15	1000-465 эВ	6	5,3	5,2	0	0,01	-	25	13	15	17	0	0,09	0,02	0,03
16	465-215 "	10	16	9	0	0,02	-	38	20	23	25	0	0,17	0,04	0,04
17	215-100 "	14,5	19	16	0	0,04	-	52	31	-	31	0	0,28	-	0,07
18	100-46,5 "	30	25	32	0	0,2	-	58	48	-	61	0	0,30	-	0,06
19	46,5-21,5 "	45	32	27	0	0,5	-	80	95	-	82	0	0,74	-	0,09
20	21,5-10 "	0,1	0,5	0,1	0	0,5	-	92	92	-	93	0	0,02	-	0,001
Усреднение по спектру:															
деления		0,180	0,172	0,172	0,578	0,572	0,621	0,362	0,176	0,172	0,170	1,20	1,31	1,29	1,32
активной зоны		0,811	0,699	0,661	0,100	0,103	0,110	2,93	1,89	1,81	1,88	0,294	0,339	0,318	0,329
экрана		1,36	1,27	1,15	0,049	0,054	0,055	4,98	3,13	3,10	3,27	0,165	0,203	0,180	0,186

Номер группы	Энергетический интервал	^{238}Pu										^{241}Am					
		σ_{np}					σ_f					σ_{np}					
		ENDF/B-IV, 1967 г. [5]	M. Caner e.a., 1974 г. [18]	ENDL-76, 1975 г. [11]	Л.П.Абагян и др. 1975 г. [17]	HEDL, 1977 г. [5]	ENDF/B-IV, 1967 г.	M. Caner e.a., 1974 г. [18]	ENDL-76, 1975 г. [11]	Л.П.Абагян и др. 1976 г. [17]	HEDL, 1977 г. [5]	А.Г.Добченко и др., 1965 г. [19]	ENDF/B-IV, 1966 г.	L. Weston e.a., 1975 г.	ENDL-76, 1977 г.	S. Igarsi, 1977 г. [22]	HEDL, 1977 г. [5]
I	10,5-6,5 МэВ	0,007	0,01	0,02	0,004	0,02	2,5	2,5	2,4	2,5	2,6	0,13	0,002	-	0,002	0	0,02
2	6,5-4 "	0,01	0,02	0,04	0,008	0,02	2,6	2,1	2,2	2,2	2,3	0,19	0,005	-	0,003	0	0,02
3	4-2,5 "	0,02	0,05	0,06	0,01	0,04	2,5	2,2	2,3	2,2	2,3	0,31	0,01	-	0,006	0,02	0,05
4	2,5-1,4 "	0,02	0,11	0,09	0,03	0,10	2,2	2,2	2,3	2,2	2,2	0,53	0,026	-	0,02	0,10	0,11
5	1,4-0,8 "	0,04	0,15	0,15	0,05	0,16	2,1	2,1	2,1	2,1	2,1	0,94	0,065	-	0,04	0,28	0,26
6	0,8-0,4 "	0,07	0,18	0,17	0,10	0,26	1,7	1,5	1,7	1,6	1,6	1,2	0,14	-	0,1	0,54	0,58
7	0,4-0,2 "	0,12	0,23	0,18	0,19	0,36	0,85	0,9	1,1	0,98	0,95	0,9	0,18	0,8	0,2	0,78	0,86
8	0,2-0,1 "	0,17	0,32	0,20	0,34	0,50	0,55	0,6	0,87	0,70	0,75	1,2	0,43	1,3	0,42	1,1	1,2
9	100-46,5кэВ	0,28	0,56	0,28	0,60	0,66	0,5	0,55	0,90	0,66	0,6	1,6	0,8	1,6	0,76	1,4	1,6
10	46,5-21,5 "	0,46	0,85	0,44	1,0	0,83	0,7	0,6	0,96	0,73	0,7	2,0	1,2	2,1	1,3	1,8	2,1
11	21,5-10 "	0,62	1,2	0,66	1,7	1,3	1,1	0,7	0,99	0,81	0,6	3,0	1,5	2,9	2,1	2,1	3,0
12	10-4,65 "	2,0	1,6	0,96	2,3	2,0	0,7	0,85	1,3	0,97	0,7	4,2	3,2	3,4	3,5	3,4	3,5
13	4,65-2,15 "	3,1	2,4	1,8	3,6	3,1	1,0	1,1	1,6	1,2	1,0	6,5	5,2	6,0	5,7	5,1	5
14	2,15-1 "	3,8	3,9	3,3	4,0	3,8	1,5	1,6	1,9	1,6	1,5	10	8,5	9,4	9,1	8,1	8
15	1000-465 эВ	6,8	6,6	6,3	7,0	6,8	2,1	2,1	2,7	2,5	2,1	16	14	15	14,1	-	14
16	465-215 "	12,5	-	11,9	14,4	12,5	3,1	-	3,3	4,6	3,1	24	23	23	22	-	22
17	215-100 "	29	-	27	30	29	4,1	-	6,9	5,0	4,1	40	35	38	34	-	37
18	100-46,5 "	10	-	15,5	11	10	1,6	-	2,0	4,6	1,6	47	55	47	50	-	46
19	46,5-21,5 "	1,2	-	0,1	0,5	1,2	0,1	-	0,01	0,1	0,1	60	82	56	76	-	65
20	21,5-10 "	50	-	56	52	50	3,0	-	3,0	2,5	3,0	90	108	85	97	-	75
Усреднение по спектру:																	
деления		0,043	0,125	0,112	0,064	0,147	2,07	1,95	2,05	1,98	2,01	0,676	0,074	-	0,063	0,252	0,274
активной зоны		0,631	0,797	0,578	0,902	0,899	1,10	1,06	1,32	1,16	1,10	2,20	1,30	-	1,39	1,75	1,92
экрана		1,25	1,42	1,12	1,62	1,53	1,05	1,00	1,32	1,14	1,03	3,49	2,53	-	2,63	2,93	3,13

Номер группы	Энергетический интервал	241 Am					243 Am							
		σ _f					σ _{np}				σ _f			
		ENDF/B-IV, др., 1967 г.	А.П.Аба-ГЯН и ENDL-76, 1970 г.	S. Iga-rasi, ENDL-76, 1977 г. [22]	HEDL, 1977 г. [5]	HEDL, 1977 г. [5]	ENDF/B-IV, др., 1967 г. [5]	ENDL-76, 1975 г. [11]	А.П.Аба-ГЯН и др., 1975 г. [17]	HEDL, 1977 г. [5]	ENDF/B-IV, др., 1967 г. [5]	А.П.Аба-ГЯН и др., 1975 г. [17]	ENDL-76, 1975 г. [11]	HEDL, 1977 г. [5]
1	10,5-6,5 МэВ	2,40	2,5	2,22	2,41	2,40	0,001	0,003	0,01	0,005	1,40	2,00	1,77	2,50
2	6,5-4 "	1,90	2,0	1,96	2,06	1,95	0,003	0,004	0,03	0,007	1,40	1,40	1,41	1,70
3	4-2,5 "	1,75	1,8	2,0	1,92	2,0	0,006	0,006	0,06	0,01	1,40	1,40	1,52	1,55
4	2,5-1,4 "	1,65	1,6	1,80	1,87	1,95	0,015	0,016	0,17	0,03	1,40	1,50	1,53	1,55
5	1,4-0,8 "	1,20	1,10	1,23	1,34	1,4	0,05	0,04	0,38	0,06	1,10	0,98	1,12	1,20
6	0,8-0,4 "	0,20	0,20	0,21	0,21	0,25	0,11	0,08	0,59	0,13	0,06	0,09	0,15	0,12
7	0,4-0,2 "	0,04	0,04	0,005	0,03	0,05	0,30	0,16	0,70	0,25	0,01	0,01	0,02	0,02
8	0,2-0,1 "	0,02	0,03	0,02	0,04	0,02	0,42	0,21	0,96	0,50	0,002	0	0,01	0,01
9	100-46,5 кэВ	0,02	0,02	0,02	0,03	0,02	0,6	0,25	1,4	0,92	0	0	0,02	0,01
10	46,5-21,5 "	0,22	0,02	0,21	0,18	0,02	0,9	0,47	2,0	1,50	0	0	0,04	0,02
11	21,5-10 "	0,83	0	0,81	0,82	0,02	1,3	0,79	2,7	1,80	0	0	0,06	0,02
12	10-4,65 "	0,61	0	0,59	0,60	0,04	-	1,6	2,2	2,50	0	0	0,09	0,02
13	4,65-2,15 "	1,0	0	1,03	0,91	0,06	-	1,9	6,0	5,5	0	0	0,10	0,004
14	2,15-1 "	1,3	0	1,33	1,23	0,08	-	2,2	9,2	8	0	0	0,14	<0,001
15	1000-465 эВ	1,5	0	1,51	-	0,12	-	3,0	13	12	0	0	0,12	<0,001
16	465-215 "	1,4	0	1,4	-	0,18	-	10,9	20	21	0	0	0,15	<0,001
17	215-100 "	0,75	0	0,72	-	0,22	-	33	32	36	0	0	0,25	0
18	100-46,5 "	0,73	0	0,72	-	0,25	-	36	45	45	0	0	0,41	0
19	46,5-21,5 "	0,78	0	0,79	-	0,31	-	63	63	63	0	0	0,52	0
20	21,5-10 "	0,52	0	0,47	-	0,42	-	119	100	98	0	0	0,55	0
Усреднение по спектру:														
деления		1,27	1,26	1,36	1,40	1,44	0,065	0,043	0,301	0,081	1,02	1,04	1,11	1,17
активной зоны		0,453	0,250	0,462	0,473	0,305	-	0,524	1,84	1,36	0,193	0,197	0,242	0,231
экрана		0,461	0,133	0,462	0,464	0,174	-	1,14	3,01	2,52	0,097	0,097	0,150	0,121

37

88

Номер группы	Энергетический интервал	242 Cm						244 Cm								
		σ_{np}			σ_f			σ_{np}			σ_f					
		А.П.Аба- гян, 1972 г.	ENDL-76, 1975 г. [11]	HEDL, 1977 г. [5]	А.П.Аба- гян, 1972 г.	ENDL-76, 1975 г. [11]	HEDL, 1977 г. [5]	ENDF/B- IV, 1967 г.	А.П.Абагян и др., 1975 г. [17]	ENDL-76, 1975 г. [11]	HEDL, 1977 г. [5]	Gianotti 1978 г. [23]	ENDF/B- IV, 1967 г.	А.П.Аба- гян и др., 1975 г. [17]	ENDL-76, 1975 г. [11]	HEDL, 1977 г. [5]
1	10,5-6,5 МэВ	0,10	0,028	$<2 \cdot 10^{-3}$	3,0	1,90	2,3	0,008	0,003	0,003	0,003	-	2,5	2,2	1,9	2,5
2	6,5-4 "	0,20	0,01	$<2 \cdot 10^{-3}$	2,50	1,60	1,8	0,014	0,007	0,004	0,007	-	2,5	2,0	1,6	2,0
3	4-2,5 "	0,30	0,04	0,005	2,0	1,70	1,6	0,04	0,015	0,006	0,015	-	2,4	2,0	1,7	2,0
4	2,5-1,4 "	0,40	0,07	0,01	2,0	1,80	1,3	0,04	0,04	0,016	0,05	-	2,0	1,9	1,7	1,9
5	1,4-0,8 "	0,50	0,15	0,03	2,0	1,60	0,51	0,06	0,09	0,04	0,14	0,18	1,6	2,0	1,6	1,9
6	0,8-0,4 "	0,50	0,15	0,04	0,95	0,77	0,07	0,12	0,23	0,08	0,24	0,18	0,8	0,8	0,8	0,6
7	0,4-0,2 "	0,40	0,18	0,07	0,13	0,13	$<1 \cdot 10^{-3}$	0,16	0,35	0,16	0,39	0,20	0,28	0,08	0,13	0,12
8	0,2-0,1 "	0,52	0,23	0,11	0,05	0,03	$<1 \cdot 10^{-3}$	0,19	0,45	0,21	0,57	0,30	0,30	0,04	0,08	0,05
9	100-46,5 кэВ	0,75	0,41	0,18	0,06	0,08	$<1 \cdot 10^{-3}$	0,31	0,70	0,26	0,80	0,55	0,15	0,04	0,08	0,06
10	46,5-21,5 "	1,20	0,72	0,36	0,08	0,09	$<1 \cdot 10^{-3}$	0,49	1,1	0,60	1,2	0,85	0,18	0,05	0,09	0,07
11	21,5-10 "	1,50	0,93	0,50	0,08	0,10	$<1 \cdot 10^{-3}$	0,71	1,4	0,90	1,6	1,2	0,25	0,06	0,10	0,05
12	10-4,65 "	2,90	1,1	0,90	0,08	0,10	$<1 \cdot 10^{-3}$	-	2,1	1,2	1,3	1,4	-	0,07	0,10	0,04
13	4,65-2,15 "	2,90	1,2	1,7	0,08	0,10	$<1 \cdot 10^{-3}$	-	3,3	2,0	1,7	1,8	-	0,04	0,10	0,07
14	2,15-1 "	7,70	1,4	3,0	0,08	0,13	$<1 \cdot 10^{-3}$	-	5,4	3,7	3	2,7	-	0,12	0,13	0,12
15	1000-465 эВ	7,70	1,6	6	0,08	0,32	$<1 \cdot 10^{-3}$	-	8,5	9,8	6,5	-	-	0,20	0,32	0,23
16	465-215 "	15	2,6	11	0,5	0,65	$<1 \cdot 10^{-3}$	-	12,9	14,9	13	-	-	0,36	0,65	0,35
17	215-100 "	15	3,0	23	0,5	0,70	$<1 \cdot 10^{-3}$	-	10,4	10,6	10	-	-	0,33	0,70	0,33
18	100-46,5 "	30	5,2	32	1,0	0,44	$<1 \cdot 10^{-3}$	-	14,6	17,0	12	-	-	0,44	0,43	0,40
19	46,5-21,5 "	30	6,2	50	1,0	0,49	$<1 \cdot 10^{-3}$	-	21,4	28,0	26	-	-	1,64	0,49	0,90
20	21,5-10 "	400	12,1	68	1,0	0,34	$<1 \cdot 10^{-3}$	-	33,4	35,7	30	-	-	1,27	0,34	1,1
Усреднение по спектру:																
деления		0,400	0,100	0,025	1,74	1,42	0,974	0,067	0,106	0,044	0,126	-	1,72	1,63	1,40	1,59
активной зоны		1,22	0,452	0,463	0,466	0,410	0,164	-	0,982	0,659	0,900	-	-	0,422	0,409	0,405
экрана		1,96	0,639	1,04	0,296	0,281	0,08	-	1,61	1,26	1,42	-	-	0,262	0,280	0,254

Рекомендуя ту или иную оценку, авторы данной статьи исходили из полноты документации по исходным данным и модели расчета, года оценки и согласованности с известными экспериментальными результатами. При обращении к экспериментальным работам указываются только авторы и год публикации в соответствии с библиографическим сборником CINDA-76/77 (Supplement 2), CINDA-78 (Supplement 4), изданным IAEA в Вене, а также библиографией в обзорной работе [4] по состоянию последних экспериментов.

Для ^{234}U , ^{236}Pu , ^{237}Pu , ^{242}Pu , ^{244}Pu , $^{242\text{m}}\text{Am}$, ^{241}Cm , ^{243}Cm , ^{248}Cm (табл.3) за основу взяты константы, полученные из графических данных HEDL [5]. Отметим следующие моменты:

1. Используемые в ФЭИ константы ^{234}U и ^{242}Pu соответствуют старым оценкам [6], которые полезно сравнить с более поздними.

2. Экспериментальные данные для указанных изотопов плутония и кюрия очень скудны. Кроме данных HEDL, другие оценки ^{237}Pu , ^{244}Pu , ^{241}Cm не известны.

Достоинством оценки HEDL является единообразный подход – использование расчетной модели Хаузера – Фешбаха для интерполяции и экстраполяции данных и браковки противоречивых экспериментов. Оптические параметры, структура ядерных уровней и пороговые энергии деления были получены из систематики и подгонки теории к эксперименту. Оценки в области энергий ниже 10 кэВ основаны на анализе разрешенных и средних резонансных параметров. Для отдельных изотопов авторы работы [5] использовали без изменений результаты, полученные в работах [7,8]. Оценка HEDL предназначена для библиотеки ENDF/B-V.

Авторы сочли целесообразным привести также 28-групповые константы (σ_t , $\sigma_{n,\gamma}$, σ_f , $\sigma_{n,2n}$, $\sigma_{n,3n}$) изотопов тория (228-233), урана (233-240), нептуния (237), плутония (238-243), америция (241-243), кюрия (242-248), берклия (249) и калифорния (249-252), полученные из библиотеки ENDF-76 (табл.4). Описание методик оценки ENDF содержится в работах [9,10]. Описание исходных данных и обсуждение особенностей оценки для указанных изотопов содержится в работе [11]. Отметим только, что для оценки ENDF-76 были привлечены экспериментальные данные, известные к 1975-1976 гг. В связи с недостаточностью информации авторы ENDF широко использовали закономерности, вытекающие из систематики сечений. Процедура оценок радиационного захвата носила скорее интуитивный характер. Имеется много работ экспериментального и теоретического характера по сечениям изотопов, важным для цикла $^{235}\text{U} - ^{232}\text{Th}$, которые не нашли отражения в оценках ENDF.

Анализ надежности сечений библиотеки ENDF-76 в области малых энергий (до 10 эВ) не входил в задачу настоящей работы. Можно отметить, что имеется обширный материал по оценке резонансных интегралов, а также сечений при тепловой энергии и в области первых резонансов [12,13]. Накоплен также большой объем информации по анализу облученного топлива и малых образцов в тепловых реакторах.

Приведенные в табл.4 групповые константы получены с помощью комплекса программ СПУРТ [14]. Этот комплекс предназначен для получения из библиотек ядерных данных полного набора констант (число энергетических групп – произвольно) для нейтронных и фотонных расчетов.

При расчете групповых констант в табл.4 спектр усреднения и энергетическое разбиение в области 0,215 эВ - 10 МэВ соответствовали схеме И.И.Бонадаренко [6]. В 26-й группе сечения усреднены в области 0,215 - 0,00215 эВ по спектру Максвелла. Кроме того, были введены две группы (I4-I0,5 мэВ и I4,1-I4,0 МэВ) в области высоких энергий. В связи с громоздкостью не приведены полученные из ENDF-76 данные по коэффициентам резонансной самоэкранировки в области разрешенных резонансов, неупругому рассеянию, анизотропии, среднему числу нейтронов на акт деления и т.д. Привлечение этих результатов (в случае отсутствия лучших) наряду с использованием имеющихся современных оценок сечений деления и радиационного захвата трансактиноидов является практическим путем решения задач интерпретации результатов по облучению образцов и топливных пакетов различного состава на энергетических быстрых реакторах, а также решения задач по хранению и переработке облученного топлива.

Таблица 3

Групповые сечения радиационного захвата и деления некоторых трансактиноидов, полученные из графических данных работы [5]

Номер группы	Энергетический интервал	^{234}U		^{236}Pu		^{237}Pu		^{242}Pu		^{244}Pu		$^{242\text{m}}\text{Am}$		^{241}Cm		^{243}Cm		^{248}Cm	
		σ_{np}	σ_f	σ_{np}	σ_f	σ_{np}	σ_f	σ_{np}	σ_f	σ_{np}	σ_f	σ_{np}	σ_f	σ_{np}	σ_f	σ_{np}	σ_f	σ_{np}	σ_f
1	10,5-6,5 МэВ	0,02	2,1	0,01	2,3	0,023	2,2	0,02	1,9	0,022	1,7	0,025	2,4	0,032	2,4	0,022	2,0	0,026	2,4
2	6,5-4,0 "	0,03	1,4	0,01	1,7	0,027	2,1	0,01	1,3	0,022	1,1	0,025	2,1	0,032	2,4	0,022	1,7	0,025	1,8
3	4,0-2,5 "	0,05	1,5	0,02	1,9	0,01	2,9	0,02	1,4	0,023	1,2	0,025	2,2	0,033	2,5	0,023	1,9	0,01	1,8
4	2,5-1,4 "	0,10	1,5	0,03	2,5	0,02	3,1	0,05	1,4	0,01	1,3	0,026	2,0	0,01	3,1	0,024	2,3	0,03	1,7
5	1,4-0,8 "	0,31	1,2	0,04	2,5	0,03	3,1	0,10	1,4	0,02	1,3	0,01	2,4	0,02	2,7	0,01	2,3	0,08	1,6
6	0,8-0,4 "	0,29	0,8	0,07	1,8	0,06	3,0	0,17	0,4	0,04	0,3	0,03	2,3	0,04	2,3	0,02	1,8	0,08	0,3
7	0,4-0,2 "	0,29	0,2	0,1	1,2	0,09	3,1	0,21	0,07	0,04	0,03	0,06	2,3	0,10	2,7	0,06	1,6	0,08	0,07
8	0,2-0,1 "	0,32	0,05	0,2	0,9	0,12	3,0	0,27	0,02	0,05	0,01	0,13	2,8	0,16	2,4	0,14	1,7	0,10	0,04
9	100-46,5 кэВ	0,42	0,02	0,3	0,8	0,17	3,1	0,45	<0,01	0,10	0,01	0,22	3,4	0,21	2,6	0,25	2,1	0,16	0,03
10	46,5-21,5 "	0,65	0,02	0,5	1,1	0,24	3,2	0,74	<0,01	0,22	0,02	0,50	3,7	0,28	2,8	0,30	2,3	0,34	0,04
11	21,5-10 "	0,95	0,02	0,6	1,5	0,38	4,1	0,95	<0,01	0,32	0,02	0,90	4,8	0,35	3,6	0,37	2,9	0,49	0,05
12	10-4,6 "	1,4	0,02	1,9	3,3	0,5	5	1,0	<0,01	0,6	0,02	1,1	2,6	0,5	4	0,9	3,0	0,8	0,01
13	4,6-2,15 "	2,0	0,02	2,7	5,1	0,7	8	1,3	<0,01	1,2	0,01	1,6	3,8	0,7	7	1,5	4,5	1,0	0,01
14	2,15-1 "	3,2	0,03	4,9	7,5	1,2	11	2,2	<0,01	2,2	-	2,5	6,0	1,1	10	3	7	1,0	0,03
15	1000-465 эВ	4,7	0,04	5,7	4,8	2	16	4	0,03	4	-	3,3	8,5	1,5	16	4	10	2,9	0,10
16	465-215 "	9,5	-	9,5	6,1	3	25	5	0,04	9	-	5,5	13	2,3	27	7	18	3,5	0,12
17	215-100 "	17	-	13	12	4	42	11	0,04	16	-	8,4	18	3,3	35	10	22	1,9	0,05
18	100-46,5 "	22	-	20	19	6	56	21	0,06	32	-	4,2	38	5	47	18	36	31	2,7
19	46,5-21,5 "	45	-	28	30	9	60	15	0,03	38	-	5,9	56	8	75	22	60	150	3,2
20	21,5-10 "	0,3	-	49	44	12	125	4	<0,01	33	-	9,2	84	12	110	25	150	0,5	0,02

Таблица 4

Групповые сечения трансактинидов, полученные из файлов библиотеки ENDL-76

Номер группы	Энергетический интервал	^{231}Th (7163) ^x					^{232}Th (7164)					^{233}U (7166)				
		σ_f	σ_{nr}	$\sigma_{n,2n}$	$\sigma_{n,3n}$	σ_t	σ_f	σ_{nr}	$\sigma_{n,2n}$	$\sigma_{n,3n}$	σ_t	σ_f	σ_{nr}	$\sigma_{n,2n}$	$\sigma_{n,3n}$	σ_t
-1	14,1-14 МэВ	0,539	0,02156	0,75	1,12	5,33	0,347	0,0254	1,30	0,650	5,7	2,25	0,0228	0,470	0,0499	5,94
0	14-10,5 "	0,388	0,02390	1,68	0,150	5,31	0,286	0,02693	1,83	0,0658	5,6	2,09	0,02355	0,640	0,03704	5,90
1	10,5-6,5 "	0,389	0,02756	1,76	0	6,08	0,326	0,0117	0,832	0	6,3	2,13	0,02544	0,248	0	6,25
2	6,5-4,0 "	0,210	0,0143	0,290	0	6,83	0,148	0,0204	0	0	7,51	1,58	0,02821	0,02184	0	7,53
3	4,0-2,5 "	0,207	0,0348	0	0	6,76	0,128	0,0307	0	0	7,50	1,77	0,0155	0	0	7,56
4	2,5-1,4 "	0,208	0,0703	0	0	6,41	0,105	0,0818	0	0	6,73	1,87	0,0299	0	0	6,70
5	1,4-0,8 "	0,191	0,126	0	0	7,08	0,02791	0,136	0	0	6,81	1,82	0,0639	0	0	6,35
6	0,8-0,4 "	0,134	0,146	0	0	8,65	0	0,165	0	0	7,70	1,88	0,128	0	0	7,17
7	0,4-0,2 "	0,176	0,186	0	0	9,38	0	0,159	0	0	9,57	2,05	0,201	0	0	8,62
8	0,2-0,1 "	0,312	0,234	0	0	10,8	0	0,204	0	0	11,4	2,21	0,223	0	0	10,1
9	100-46,5 кэВ	0,476	0,412	0	0	11,9	0	0,340	0	0	13,0	2,42	0,250	0	0	11,7
10	46,5-21,5 "	0,667	0,716	0	0	12,4	0	0,574	0	0	14,1	2,98	0,333	0	0	13,6
11	21,5-10,0 "	0,934	0,931	0	0	12,9	0	0,766	0	0	14,8	3,85	0,440	0	0	15,4
12	10,0-4,65 "	1,30	1,60	0	0	13,9	0	0,917	0	0	15,8	5,03	0,583	0	0	16,9
13	4,65-2,15 "	1,82	2,24	0	0	15,1	0	1,26	0	0	32,6	6,89	0,786	0	0	18,6
14	2,15-1,0 "	2,56	2,70	0	0	16,3	0	2,07	0	0	27,5	9,49	0,926	0	0	20,2
15	1000-465 эВ	4,52	6,41	0	0	22,2	0	2,57	0	0	22,4	12,7	1,42	0	0	24,6
16	465-215 "	9,74	25,2	0	0	46,9	0	11,4	0	0	39,6	17,8	2,47	0	0	31,5
17	215-100 "	21,0	98,5	0	0	132	0	15,9	0	0	41,1	25,6	4,00	0	0	41,6
18	100-46,5 "	31,2	187	0	0	232	0	25,2	0	0	63,1	38,0	5,95	0	0	57,0
19	46,5-21,5 "	33,6	201	0	0	250	0	56,0	0	0	74,2	65,5	6,81	0	0	86,3
20	21,5-10,0 "	36,0	217	0	0	270	0	0,980	0	0	9,95	109	17,9	0	0	140
21	10,0-4,65 "	38,4	231	0	0	288	0	0,143	0	0	10,7	95,4	17,4	0	0	125
22	4,65-2,15 "	10,2	61,0	0	0	85,0	0	0,291	0	0	11,3	118,5	46,3	0	0	178
23	2,15-1,0 "	3,95	23,7	0	0	38,7	0	0,626	0	0	12,0	348	60,0	0	0	409
24	1,0-0,465 "	5,80	34,8	0	0	51,6	0	1,15	0	0	12,8	123	9,50	0	0	145
25	0,465-0,215 "	8,50	51,0	0	0	70,5	0	1,91	0	0	13,7	163	14,4	0	0	191
26	0,0252 "	26,0	156	0	0	193	0	6,40	0	0	18,3	477	43,0	0	0	534

^x В скобках - номер файла.

Продолжение табл.4

Номер группы	Энергетический интервал	^{234}U (7167)					^{235}U (7168)					^{236}U (7169)				
		σ_f	$\sigma_{n\gamma}$	$\sigma_{n,2n}$	$\sigma_{n,3n}$	σ_t	σ_f	$\sigma_{n\gamma}$	$\sigma_{n,2n}$	$\sigma_{n,3n}$	σ_t	σ_f	$\sigma_{n\gamma}$	$\sigma_{n,2n}$	$\sigma_{n,3n}$	σ_t
-1	14,1-14 МэВ	2,12	0,025	0,250	0,300	5,79	2,05	0,0238	0,344	0,0737	5,79	1,61	0,02657	0,250	0,700	5,80
0	14-10,5 "	2,00	0,02624	0,727	0,0166	5,70	1,79	0,02455	0,579	0,02470	5,77	1,53	0,02799	1,04	0,108	5,90
1	10,5-6,5 "	2,04	0,02960	0,317	0	6,63	1,67	0,0274	0,392	0	6,44	1,51	0,0141	0,694	0	6,66
2	6,5-4,0 "	1,40	0,0170	0	0	7,72	1,11	0,0114	0,02826	0	7,56	0,882	0,0318	0	0	7,78
3	4,0-2,5 "	1,53	0,0416	0	0	7,98	1,22	0,0226	0	0	7,78	0,878	0,0521	0	0	7,96
4	2,5-1,4 "	1,50	0,0990	0	0	6,99	1,27	0,0570	0	0	7,03	0,759	0,121	0	0	6,97
5	1,4-0,8 "	1,21	0,216	0	0	6,83	1,19	0,106	0	0	6,80	0,436	0,310	0	0	6,87
6	0,8-0,4 "	0,749	0,243	0	0	7,78	1,13	0,152	0	0	7,84	0,0316	0,264	0	0	7,80
7	0,4-0,2 "	0,147	0,234	0	0	9,46	1,28	0,259	0	0	9,13	0,02263	0,256	0	0	9,72
8	0,2-0,1 "	0,047	0,304	0	0	10,9	1,45	0,390	0	0	10,9	0,02215	0,320	0	0	11,0
9	100-46,5 кэВ	0	0,487	0	0	11,8	1,73	0,604	0	0	12,7	0,02300	0,468	0	0	11,8
10	46,5-21,5 "	0	0,771	0	0	12,5	2,12	0,827	0	0	13,9	0,02425	0,661	0	0	12,0
11	21,5-10,0 "	0	1,05	0	0	13,0	2,76	1,03	0	0	15,5	0,02483	0,904	0	0	12,8
12	10,0-4,65 "	0	1,38	0	0	13,4	3,69	1,24	0	0	17,1	0,02667	1,279	0	0	13,3
13	4,65-2,15 "	0	1,94	0	0	15,9	5,01	1,53	0	0	18,9	0,02875	1,783	0	0	13,8
14	2,15-1,0 "	0	3,02	0	0	15,0	7,00	3,38	0	0	22,8	0,02972	2,778	0	0	14,8
15	100-46,5 эВ	0	3,95	0	0	16,0	11,0	6,73	0	0	30,4	0,0138	5,25	0	0	17,3
16	46,5-21,5 "	0	4,34	0	0	16,3	17,0	8,64	0	0	38,6	0,0184	16,4	0	0	28,4
17	21,5-10,0 "	0	4,77	0	0	16,8	20,5	10,1	0	0	43,6	0,0351	18,8	0	0	30,9
18	100-46,5 "	0	5,73	0	0	17,7	34,4	15,1	0	0	62,4	0,156	24,6	0	0	36,7
19	46,5-21,5 "	0	7,46	0	0	19,5	43,2	24,1	0	0	79,7	0,456	31,6	0	0	44,0
20	21,5-10,0 "	0	9,70	0	0	21,2	51,2	45,0	0	0	109	0,500	0,500	0	0	13,0
21	10,0-4,65 "	0	12,7	0	0	24,7	48,0	37,2	0	0	96,6	0,500	976	0	0	988
22	4,65-2,15 "	0	16,7	0	0	28,7	17,1	7,25	0	0	36,9	0,500	1,60	0	0	14,1
23	2,15-1,0 "	0	21,9	0	0	33,9	36,9	12,4	0	0	63,4	0,500	0,907	0	0	13,4
24	1,0-0,465 "	0	29,1	0	0	41,1	67,5	7,57	0	0	89,6	0,500	1,19	0	0	13,7
25	0,465-0,215 "	0	38,9	0	0	50,9	160	33,8	0	0	209	0,500	1,66	0	0	14,2
26	0,0252 "	0	91,4	0	0	103	501	86,0	0	0	602	0,500	4,45	0	0	17,0

Продолжение табл.4

Номер Группы	Энергетический интервал	^{237}U (7170)					^{238}U (7171)					^{239}U (7172)				
		σ_f	σ_{np}	$\sigma_{n,2n}$	$\sigma_{n,3n}$	σ_t	σ_f	σ_{np}	$\sigma_{n,2n}$	$\sigma_{n,3n}$	σ_t	σ_f	σ_{np}	$\sigma_{n,2n}$	$\sigma_{n,3n}$	σ_t
-1	I4, I-I4 МаВ	I,49	0,023	0,322	0,778	5,88	I,I3	0,02I	0,897	0,434	5,85	0,969	0,00I	0,25	I,40	5,90
0	I4-I0,5 "	I,26	0,02404	I,I4	0,I46	5,80	I,004	0,02I56	I,44	0,0595	5,82	0,767	0,00I6	I,36	0,47I	5,75
I	IO,5-6,5 "	I,I8	0,02754	I,06	0	6,64	0,968	0,0238	0,847	0	6,59	0,675	0,0045	I,86	0	6,45
2	6,5-4,0 "	0,693	0,0I45	0,039I	0	7,76	0,578	0,02943	0,07349	0	7,48	0,5I4	0,0I29	0,337	0	8,02
3	4,0-2,5 "	0,663	0,0278	0	0	7,78	0,553	0,0233	0	0	7,82	0,526	0,0374	0	0	8,08
4	2,5-I,4 "	0,682	0,0593	0	0	6,44	0,47I	0,0584	0	0	7,20	0,540	0,I27	0	0	7,I2
5	I,4-0,8 "	0,734	0,I22	0	0	6,62	0,04I6	0,I20	0	0	7,I7	0,53I	0,287	0	0	7,I2
6	0,8-0,4 "	0,693	0,I36	0	0	8,II	0,02II3	0,I2I	0	0	8,34	0,367	0,265	0	0	7,45
7	0,4-0,2 "	0,632	0,I39	0	0	9,45	0	0,I26	0	0	IO,0	0,I80	0,287	0	0	7,95
8	0,2-0,I "	0,576	0,I9I	0	0	IO,3	0	0,I69	0	0	II,5	0,0308	0,403	0	0	9,I2
9	IOO-46,5 кэВ	0,579	0,276	0	0	II,I	0	0,280	0	0	I2,8	0,02I7	0,575	0	0	9,74
IO	46,5-2I,5 "	0,64I	0,407	0	0	II,7	0	0,453	0	0	I3,5	0,0238	0,839	0	0	IO,2
II	2I,5-IO,0 "	0,707	0,600	0	0	I2,3	0	0,6I8	0	0	I4,0	0,0247	I,238	0	0	IO,6
I2	IO,0-4,65 "	0,78I	0,882	0	0	I3,I	0	0,8I8	0	0	I4,4	0,04I7	I,937	0	0	I2,2
I3	4,65-2,I5 "	0,863	I,30	0	0	I4,0	0	I,22	0	0	I5,2	0,0626	3,06	0	0	I4,6
I4	2,I5-I,0 "	0,953	I,9I	0	0	I5,0	0	I,98	0	0	I9,5	0,0722	4,83	0	0	I6,8
I5	I,0-465 эВ	I,23	2,78	0	0	I6,4	0	3,57	0	0	25,2	0,0900	6,76	0	0	I8,9
I6	465-2I5 "	I,83	4,04	0	0	I8,3	0	4,8I	0	0	22,0	0,I84	8,52	0	0	20,7
I7	2I5-IOO "	2,72	5,85	0	0	2I,I	0	20,9	0	0	93,I	3,I5	IO,7	0	0	25,9
I8	IOO-46,5 "	4,03	8,47	0	0	25,I	0	I6,3	0	0	42,8	II,6	I4,0	0	0	37,6
I9	46,5-2I,5 "	5,99	I2,3	0	0	30,9	0	55,7	0	0	I29	I5,6	I8,8	0	0	46,6
20	2I,0-IO,0 "	8,90	I7,8	0	0	39,4	0	79,6	0	0	II0	2I,0	25,2	0	0	58,2
2I	IO,0-4,65 "	I3,2	25,7	0	0	5I,7	0	I69	0	0	I87	28,I	33,8	0	0	73,9
22	4,65-2,I5 "	I4,I	37,3	0	0	64,3	0	0,747	0	0	8,34	37,8	45,4	0	0	95,2
23	2,I5-I,0 "	I,36	54,0	0	0	68,4	0	0,5I4	0	0	8,30	30,2	36,9	0	0	79,I
24	I,0-0,465 "	0,490	78,2	0	0	9I,7	0	0,6II	0	0	8,49	2,7I	4,27	0	0	I9,0
25	0,465-0,2I5 "	0,35	II3	0	0	I27	0	0,826	0	0	8,74	3,99	6,28	0	0	22,3
26	0,0252 "	0,35	332	0	0	346	0	2,38	0	0	IO,3	I2,I	I9,I	0	0	43,2

Продолжение табл.4

Номер группы	Энергетический интервал	^{240}Pu (7173)					^{237}Pu (7174)					^{238}Pu (7175)				
		σ_f	$\sigma_{n\gamma}$	$\sigma_{n,2n}$	$\sigma_{n,3n}$	σ_t	σ_f	$\sigma_{n\gamma}$	$\sigma_{n,2n}$	$\sigma_{n,3n}$	σ_t	σ_f	$\sigma_{n\gamma}$	$\sigma_{n,2n}$	$\sigma_{n,3n}$	σ_t
-I	I4,I-I4 МэВ	0,944	0,00875	0,414	0,124	5,90	2,5	0,02491	0,520	0,200	6,22	2,72	0,02875	0,123	0,102	5,96
0	I4-I0,5 "	0,799	0,0107	1,34	0,500	5,86	2,42	0,02551	0,717	0,0149	6,20	2,52	0,0116	0,413	0,02360	5,86
I	10,5-6,5 "	0,749	0,00171	1,56	0	6,60	2,14	0,02703	0,195	0	6,69	2,41	0,0226	0,257	0	6,58
2	6,5-4,0 "	0,459	0,0266	0,0506	0	7,72	1,48	0,0116	0	0	7,68	2,20	0,0355	0	0	7,43
3	4,0-2,5 "	0,442	0,0429	0	0	7,99	1,61	0,0242	0	0	7,98	2,26	0,0572	0	0	7,38
4	2,5-I,4 "	0,322	0,0703	0	0	7,21	1,64	0,0574	0	0	7,65	2,28	0,0938	0	0	7,06
5	1,4-0,8 "	0,0333	0,115	0	0	6,98	1,40	0,137	0	0	7,53	2,13	0,154	0	0	7,10
6	0,8-0,4 "	0	0,119	0	0	7,90	0,748	0,309	0	0	8,46	1,66	0,166	0	0	9,23
7	0,4-0,2 "	0	0,108	0	0	9,34	0,0922	0,627	0	0	10,2	1,11	0,178	0	0	9,97
8	0,2-0,1 "	0	0,146	0	0	10,8	0,0350	1,04	0	0	12,0	0,872	0,204	0	0	11,0
9	100-46,5 кэВ	0	0,251	0	0	12,3	0,0233	1,59	0	0	13,0	0,900	0,276	0	0	13,0
10	46,5-21,5 "	0	0,463	0	0	13,5	0,0150	2,34	0	0	14,1	0,963	0,437	0	0	15,2
II	21,5-10,0 "	0	0,700	0	0	14,2	0,0111	3,26	0	0	15,4	0,992	0,658	0	0	17,5
12	10,0-4,65 "	0	0,945	0	0	14,0	0,0251	4,47	0	0	17,5	1,322	0,960	0	0	20,0
13	4,65-2,15 "	0	1,28	0	0	13,7	0,0438	6,15	0	0	20,0	1,57	1,77	0	0	24,6
14	2,15-1,0 "	0	1,88	0	0	14,0	0,102	7,94	0	0	22,6	1,94	3,33	0	0	31,1
15	100-465 эВ	0	3,31	0	0	14,0	0,0939	12,5	0	0	27,8	2,70	6,26	0	0	40,6
16	465-215 "	0	6,87	0	0	15,9	0,173	19,8	0	0	35,9	3,33	11,9	0	0	54,4
17	215-100 "	0	14,2	0	0	22,5	0,280	31,0	0	0	47,8	6,90	27,0	0	0	75,8
18	100-46,5 "	0	21,1	0	0	29,1	0,300	47,7	0	0	65,0	2,03	15,5	0	0	32,8
19	46,5-21,5 "	0	23,3	0	0	31,3	0,737	94,5	0	0	121	0,02560	0,0	0	0	10,3
20	21,5-10,0 "	0	25,8	0	0	33,8	0,0233	91,6	0	0	110	2,96	55,8	0	0	73,6
21	10,0-4,65 "	0	28,5	0	0	36,5	0,0244	86,4	0	0	101	1,44	6,	0	0	17,6
22	4,65-2,15 "	0	31,5	0	0	39,5	0,0118	47,9	0	0	60,9	1,57	47,5	0	0	59,1
23	2,15-1,0 "	0	34,8	0	0	42,8	0,0146	214	0	0	229	0,0514	1,49	0	0	12,6
24	1,0-0,465 "	0	38,2	0	0	46,2	0,0115	292	0	0	308	0,530	18,7	0	0	33,9
25	0,465-0,215 "	0	15,0	0	0	23,0	0,0296	107	0	0	122	1,69	57,9	0	0	76,6
26	0,0252 "	0	14,6	0	0	9,46	0,0134	142	0	0	160	13,4	451	0	0	485

Продолжение табл.4

Номер группы	Энергетический интервал	^{239}Pu (7176)					^{240}Pu (7177)					^{241}Pu (7178)				
		σ_f	$\sigma_{n,f}$	$\sigma_{n,2n}$	$\sigma_{n,3n}$	σ_t	σ_f	$\sigma_{n,f}$	$\sigma_{n,2n}$	$\sigma_{n,3n}$	σ_t	σ_f	$\sigma_{n,f}$	$\sigma_{n,2n}$	$\sigma_{n,3n}$	σ_t
-I	14,1-14 МэВ	2,25	0,0216	0,148	0,02884	5,87	2,23	0,02875	0,243	0,286	5,47	2,13	0,02714	0,127	0,604	5,95
0	14-10,5 "	2,21	0,02185	0,359	0,03482	5,86	2,18	0,0107	0,592	0,0373	5,55	2,04	0,02803	0,779	0,122	6,00
I	10,5-6,5 "	2,11	0,02303	0,537	0	6,61	2,09	0,0171	0,426	0	6,40	1,91	0,02943	1,00	0	6,69
2	6,5-4,0 "	1,72	0,02418	0,0513	0	7,66	1,56	0,0266	0	0	7,00	1,40	0,0187	0,176	0	7,36
3	4,0-2,5 "	1,82	0,02604	0	0	7,86	1,66	0,0429	0	0	6,87	1,52	0,0352	0	0	7,71
4	2,5-1,4 "	1,91	0,0162	0	0	7,14	1,66	0,0723	0	0	6,68	1,66	0,0696	0	0	7,61
5	1,4-0,8 "	1,77	0,0393	0	0	7,01	1,46	0,125	0	0	7,38	1,57	0,105	0	0	7,79
6	0,8-0,4 "	1,62	0,0789	0	0	8,15	0,625	0,136	0	0	7,74	1,50	0,198	0	0	8,85
7	0,4-0,2 "	1,54	0,161	0	0	10,0	0,128	0,137	0	0	9,43	1,72	0,382	0	0	10,7
8	0,2-0,1 "	1,48	0,207	0	0	11,3	0,0633	0,178	0	0	10,6	1,99	0,510	0	0	12,0
9	100-46,5 кэВ	1,53	0,254	0	0	12,8	0,0662	0,312	0	0	11,3	2,24	0,611	0	0	12,8
10	46,5-21,5 "	1,64	0,457	0	0	14,1	0,0863	0,539	0	0	11,6	2,80	0,716	0	0	13,5
11	21,5-10,0 "	1,80	0,785	0	0	15,3	0,0957	0,800	0	0	11,9	3,72	0,781	0	0	14,4
12	10,0-4,65 "	2,26	1,69	0	0	18,2	0,122	1,07	0	0	12,4	4,91	0,864	0	0	15,7
13	4,65-2,15 "	3,23	3,08	0	0	22,2	0,214	1,84	0	0	22,7	5,59	1,38	0	0	17,0
14	2,15-1,0 "	4,61	5,10	0	0	26,4	0,211	2,23	0	0	23,9	5,91	1,86	0	0	17,8
15	1000-4,65 эВ	7,29	8,40	0	0	30,2	0,238	4,55	0	0	31,0	6,80	2,53	0	0	19,3
16	465-215 "	13,2	14,9	0	0	46,8	0,0724	7,48	0	0	32,3	21,6	8,60	0	0	40,2
17	215-100 "	19,1	16,8	0	0	53,7	0,176	20,2	0	0	56,4	35,9	14,3	0	0	60,2
18	100-46,5 "	56,9	37,5	0	0	118	0,354	37,5	0	0	112	40,4	16,1	0	0	66,4
19	46,5-21,5 "	22,8	35,3	0	0	73,1	0,470	64,5	0	0	134	62,0	24,8	0	0	96,8
20	21,5-10,0 "	105	71,6	0	0	192	0,282	31,9	0	0	47,2	147	58,7	0	0	216
21	10-4,65 "	33,4	29,0	0	0	72,5	0,03662	0,878	0	0	14,6	231	91,6	0	0	333
22	4,65-2,15 "	11,1	1,07	0	0	22,6	0,02239	9,33	0	0	29,3	105	48,0	0	0	157
23	2,15-1,0 "	24,9	7,69	0	0	43,8	1,80	9412	0	0	10240	32,6	13,0	0	0	55,6
24	1,0-0,465 "	102	46,0	0	0	160	0,249	1301	0	0	1361	45,8	18,2	0	0	74,0
25	0,465-0,215 "	1634	1099	0	0	2747	0,0319	164	0	0	166	905	362	0	0	1277
26	0,0252 "	703	281	0	0	994	0,0535	268	0	0	273	890	363	0	0	1263

Продолжение табл.4

Номер группы	Энергетический интервал	^{242}Pu (7180)					^{243}Pu (7181)					^{241}Am (7182)				
		σ_f	σ_{ng}	$\sigma_{n,2n}$	$\sigma_{n,3n}$	σ_t	σ_f	σ_{ng}	$\sigma_{n,2n}$	$\sigma_{n,3n}$	σ_t	σ_f	σ_{ng}	$\sigma_{n,2n}$	$\sigma_{n,3n}$	σ_t
-1	14,1-14 МэВ	1,93	0,0 ² 172	0,3	0,617	5,55	1,9	0,0216	0,225	0,875	5,68	2,48	0,039	0,150	0,35	5,63
0	14-10,5 "	1,88	0,0 ² 349	0,807	0,180	5,61	1,78	0,02185	0,994	0,284	5,76	2,13	0,039	0,786	0,0343	5,75
1	10,5-6,5 "	1,88	0,0 ² 689	0,748	0	6,55	1,53	0,02303	1,33	0	6,57	2,22	0,02150	0,810	0	6,60
2	6,5-4,0 "	1,28	0,015	0,02192	0	7,14	1,14	0,02418	0,302	0	7,21	1,96	0,02308	0,0462	0	7,22
3	4,0-2,5 "	1,35	0,0352	0	0	6,95	1,29	0,02604	0	0	7,11	2,0	0,02642	0	0	7,07
4	2,5-1,4 "	1,41	0,0622	0	0	6,84	1,39	0,0162	0	0	7,10	1,80	0,0149	0	0	7,07
5	1,4-0,8 "	1,34	0,123	0	0	7,87	1,08	0,0395	0	0	7,97	1,23	0,0379	0	0	8,20
6	0,8-0,4 "	0,398	0,133	0	0	8,62	0,428	0,0806	0	0	8,97	0,210	0,0964	0	0	9,28
7	0,4-0,2 "	0,0656	0,138	0	0	9,36	0,434	0,159	0	0	9,98	0,0248	0,202	0	0	9,47
8	0,2-0,1 "	0,0224	0,167	0	0	11,1	0,478	0,207	0	0	10,7	0,0240	0,417	0	0	10,3
9	100-46,5 кэВ	0,0132	0,253	0	0	13,3	0,563	0,254	0	0	11,3	0,0203	0,760	0	0	11,2
10	46,5-21,5 "	0,0110	0,429	0	0	15,2	0,710	0,468	0	0	12,0	0,208	1,26	0	0	12,4
11	21,5-10,0 "	0,02938	0,618	0	0	16,1	0,894	0,788	0	0	12,6	0,807	2,13	0	0	14,2
12	10,0-4,65 "	0,02613	0,851	0	0	12,1	1,15	1,56	0	0	13,9	0,592	3,48	0	0	15,8
13	4,65-2,15 "	0,02491	1,26	0	0	12,0	1,54	1,92	0	0	14,8	1,03	5,65	0	0	19,2
14	2,15-1,0 эВ	0,02441	2,43	0	0	23,8	2,13	2,24	0	0	15,8	1,325	9,08	0	0	23,8
15	1000-465 "	0,0132	5,10	0	0	48,4	2,99	2,99	0	0	17,4	1,508	14,1	0	0	29,9
16	465-215 "	0,0107	7,01	0	0	43,1	4,22	4,22	0	0	19,9	1,396	22,0	0	0	39,0
17	215-100 "	0,0401	13,9	0	0	49,5	5,94	5,94	0	0	23,4	0,724	33,5	0	0	51,3
18	100-46,5 "	0,149	36,9	0	0	130	8,35	8,35	0	0	28,2	0,717	50,5	0	0	70,4
19	46,5-21,5 "	0,0735	6,63	0	0	25,9	13,3	13,0	0	0	39,0	0,792	76,4	0	0	99,2
20	21,5-10,0 "	0,02785	2,50	0	0	23,1	54,9	30,6	0	0	III	0,472	96,6	0	0	122
21	10,0-4,65 "	0,0214	1,39	0	0	23,8	74,7	36,5	0	0	I35	1,281	163	0	0	195
22	4,65-2,15 "	43,9	1583	0	0	1818	95,0	46,4	0	0	I64	0,567	188	0	0	220
23	2,15-1,0 "	0,458	16,57	0	0	31,6	371	181	0	0	576	4,70	701	0	0	798
24	1,0-0,465 "	0,123	9,39	0	0	23,4	27,8	31,7	0	0	78,4	3,11	631	0	0	713
25	0,465-0,215 "	0,03256	6,74	0	0	18,1	51,4	76,4	0	0	I43	11,6	1487	0	0	1673
26	0,0252 "	0,03771	16,6	0	0	27,9	157	233	0	0	402	29,1	456	0	0	523

Продолжение табл.4

Номер группы	Энергетический интервал	242 _{Am} (7183)					243 _{Am} (7184)					242 _{Cm} (7185)				
		σ_f	σ_{nr}	$\sigma_{n,2n}$	$\sigma_{n,3n}$	σ_t	σ_f	σ_{nr}	$\sigma_{n,2n}$	$\sigma_{n,3n}$	σ_t	σ_f	σ_{nr}	$\sigma_{n,2n}$	$\sigma_{n,3n}$	σ_t
-I	14,1-14 МэВ	2,16	0,02156	0,137	0,536	5,92	2,2	0,0216	0,125	0,650	5,63	2,65	0,02156	0,1	0,333	5,71
0	14-10,5 "	2,03	0,02390	0,686	0,190	5,97	1,78	0,02185	1,114	0,121	5,70	1,99	0,02390	0,954	0,0164	5,82
I	10,5-6,5 "	2,12	0,02756	0,908	0	6,94	1,77	0,02303	0,968	0	6,55	1,89	0,02756	0,515	0	6,72
2	6,5-4,0 "	1,86	0,0143	0,0837	0	7,37	1,41	0,02418	0,03332	0	7,23	1,61	0,0143	0	0	7,30
3	4,0-2,5 "	1,99	0,0348	0	0	7,19	1,52	0,02604	0	0	7,06	1,72	0,0348	0	0	7,04
4	2,5-1,4 "	2,12	0,0703	0	0	6,68	1,53	0,0162	0	0	7,04	1,75	0,0703	0	0	7,06
5	1,4-0,8 "	2,23	0,146	0	0	7,11	1,12	0,0395	0	0	7,96	1,62	0,146	0	0	8,15
6	0,8-0,4 "	2,38	0,146	0	0	9,57	0,154	0,0806	0	0	8,61	0,766	0,146	0	0	8,63
7	0,4-0,2 "	2,55	0,181	0	0	11,6	0,0218	0,159	0	0	9,19	0,128	0,181	0	0	8,24
8	0,2-0,1 "	2,93	0,234	0	0	12,9	0,0128	0,207	0	0	10,2	0,0811	0,234	0	0	10,6
9	100-46,5кэВ	3,40	0,412	0	0	14,3	0,0201	0,254	0	0	10,8	0,0800	0,412	0	0	13,6
10	46,5-21,5 "	3,67	0,716	0	0	15,5	0,0352	0,468	0	0	11,1	0,0925	0,716	0	0	15,8
11	21,5-10,0 "	4,43	0,931	0	0	16,8	0,0616	0,788	0	0	11,3	0,0983	0,931	0	0	17,0
12	10,0-4,65 "	7,45	1,07	0	0	20,2	0,0864	1,56	0	0	13,8	0,1	1,073	0	0	13,8
13	4,65-2,15 "	11,0	1,17	0	0	23,9	0,103	1,92	0	0	21,2	0,1	1,167	0	0	19,5
14	2,15-1,0 "	13,5	1,35	0	0	26,7	0,142	2,24	0	0	25,4	0,125	1,35	0	0	23,2
15	1000-465 эВ	15,7	1,57	0	0	29,1	0,115	2,99	0	0	27,8	0,320	1,57	0	0	35,0
16	465-215 "	25,9	2,59	0	0	40,4	0,154	10,9	0	0	36,6	0,647	2,59	0	0	50,8
17	215-100 "	30,4	3,04	0	0	45,3	0,253	33,4	0	0	62,3	0,703	3,04	0	0	29,1
18	100-46,5 "	51,4	5,14	0	0	68,4	0,414	36,0	0	0	59,0	0,434	5,14	0	0	36,8
19	46,5-21,5 "	62,3	6,23	0	0	80,4	0,520	62,6	0	0	86,9	0,490	6,23	0	0	32,6
20	21,5-10,0 "	121	12,1	0	0	145	0,551	119	0	0	145	0,338	12,1	0	0	38,7
21	10,0-4,65 "	156	15,6	0	0	183	0,586	162	0	0	187	33,12	15,6	0	0	255
22	4,65-2,15 "	311	31,0	0	0	354	0,622	77,6	0	0	102	0,456	31,0	0	0	46,6
23	2,15-1,0 "	426	42,6	0	0	480	0,659	1770	0	0	1832	0,661	42,6	0	0	56,8
24	1,0-0,465 "	899	108	0	0	1019	0,700	101	0	0	116	0,966	108	0	0	124
25	0,465-0,215 "	2462	471	0	0	2945	0,745	36,2	0	0	49,8	1,42	125	0	0	139
26	0,0252 "	6562	1850	0	0	8424	0,863	65,9	0	0	78,1	4,34	16,3	0	0	32,0

Продолжение табл.4

Номер группы	Энергетический интервал	^{243}Cm (7186)					^{244}Cm (7187)					^{245}Cm (7188)				
		σ_f	σ_{np}	$\sigma_{n,2n}$	$\sigma_{n,3n}$	σ_t	σ_f	σ_{np}	$\sigma_{n,2n}$	$\sigma_{n,3n}$	σ_t	σ_f	σ_{np}	$\sigma_{n,2n}$	$\sigma_{n,3n}$	σ_t
-I	14,1-14 МэВ	2,17	0,02209	0,25	0,425	5,68	2,65	0,0216	0,10	0,333	5,77	2,17	0,02209	0,25	0,425	5,67
0	14-10,5 "	2,06	0,02275	0,773	0,0386	5,76	1,99	0,02185	0,938	0,033	5,81	2,06	0,02275	0,762	0,0490	5,79
I	10,5-6,5 "	2,08	0,02378	0,769	0	6,64	1,89	0,02303	0,534	0	6,72	2,08	0,02378	0,769	0	6,70
2	6,5-4,0 "	1,86	0,02450	0,0594	0	7,30	1,57	0,02418	0	0	7,30	1,86	0,02450	0,066	0	7,28
3	4,0-2,5 "	2,0	0,02608	0	0	7,08	1,68	0,02604	0	0	7,01	2,0	0,02608	0	0	7,02
4	2,5-1,4 "	2,13	0,0162	0	0	7,04	1,70	0,0162	0	0	7,00	2,13	0,0162	0	0	7,21
5	1,4-0,8 "	1,97	0,0375	0	0	8,28	1,58	0,0395	0	0	8,05	1,81	0,0375	0	0	8,25
6	0,8-0,4 "	1,87	0,0768	0	0	10,3	0,766	0,0806	0	0	8,56	1,83	0,0768	0	0	10,1
7	0,4-0,2 "	1,86	0,159	0	0	12,6	0,128	0,159	0	0	8,22	2,07	0,159	0	0	12,1
8	0,2-0,1 "	1,96	0,207	0	0	13,5	0,0811	0,207	0	0	10,6	2,26	0,207	0	0	13,2
9	100-46,5 кэВ	2,25	0,285	0	0	13,2	0,0800	0,256	0	0	13,5	2,4	0,285	0	0	12,9
10	46,5-21,5 "	2,84	0,451	0	0	14,1	0,0925	0,600	0	0	15,7	2,64	0,451	0	0	13,1
11	21,5-10,0 "	3,58	0,801	0	0	15,3	0,0983	0,897	0	0	17,0	3,50	0,801	0	0	14,3
12	10,0-4,65 "	4,30	1,59	0	0	17,0	0,1	1,17	0	0	13,9	4,96	1,586	0	0	16,5
13	4,65-2,15 "	5,14	2,31	0	0	18,8	0,1	2,00	0	0	20,4	6,36	2,31	0	0	18,7
14	2,15-1,0 "	7,94	2,65	0	0	22,0	0,125	3,67	0	0	25,5	10,1	2,65	0	0	22,7
15	1000-465 эВ	12,8	2,95	0	0	27,2	0,320	9,83	0	0	41,7	13,9	2,95	0	0	26,8
16	465-215 "	20,3	3,20	0	0	35,0	0,647	14,9	0	0	65,2	19,9	3,20	0	0	33,2
17	215-100 "	32,8	3,49	0	0	47,8	0,703	10,6	0	0	30,6	37,1	3,49	0	0	50,8
18	100-46,5 "	70,7	4,93	0	0	87,1	0,434	17,0	0	0	50,8	70,7	4,93	0	0	86,0
19	46,5-21,5 "	63,8	7,23	0	0	83,7	0,490	28,0	0	0	53,9	63,8	7,24	0	0	81,5
20	21,5-10,0 "	39,5	10,1	0	0	74,9	0,338	35,7	0	0	62,6	39,5	10,1	0	0	61,9
21	10,0-4,65 "	192	26,6	0	0	242	33,1	658	0	0	888	192	26,6	0	0	243
22	4,65-2,15 "	207	26,3	0	0	256	0,119	3,15	0	0	18,3	207	26,3	0	0	253
23	2,15-1,0 "	215	35,4	0	0	274	0,146	3,36	0	0	17,1	234	35,4	0	0	288
24	1,0-0,465 "	134	34,0	0	0	187	0,214	3,42	0	0	17,9	237	34,0	0	0	291
25	0,465-0,215 "	197	67,5	0	0	279	0,313	3,09	0	0	16,1	409	67,5	0	0	496
26	0,0252 "	600	331	0	0	941	0,955	9,56	0	0	21,9	1878	331	0	0	2229

Продолжение табл.4

Номер группы	Энергетичес- кий интервал	^{246}Cm (7189)					^{247}Cm (7190)					^{248}Cm (7191)				
		σ_f	σ_{np}	$\sigma_{n,2n}$	$\sigma_{n,3n}$	σ_t	σ_f	σ_{np}	$\sigma_{n,2n}$	$\sigma_{n,3n}$	σ_t	σ_f	σ_{np}	$\sigma_{n,2n}$	$\sigma_{n,3n}$	σ_t
-I	14,1-14 МэВ	2,10	0,0216	0,175	0,7	5,61	2,50	0,038	0,1	0,5	5,74	2,1	0,021	0,15	0,8	5,74
0	14 -10,5 "	1,88	0,0218	1,09	0,117	5,77	2,30	0,03924	0,692	0,120	5,80	1,76	0,02156	1,032	0,271	5,81
I	10,5-6,5 "	1,87	0,0230	0,887	0	6,68	2,34	0,02168	0,800	0	6,71	1,89	0,0238	0,962	0	6,74
2	6,5-4,0 "	1,60	0,02418	0,0424	0	7,29	1,98	0,02246	0,182	0	7,31	1,5	0,02943	0,0 ² 40	0	7,35
3	4,0-2,5 "	1,77	0,02604	0	0	7,04	2,14	0,02423	0	0	7,01	1,68	0,0233	0	0	7,10
4	2,5-1,4 "	1,74	0,0162	0	0	7,13	2,16	0,0157	0	0	7,11	1,75	0,0584	0	0	7,23
5	1,4-0,8 "	1,49	0,0395	0	0	8,07	2,02	0,0395	0	0	8,08	1,55	0,120	0	0	8,24
6	0,8-0,4 "	0,305	0,0806	0	0	8,35	1,96	0,0806	0	0	9,38	0,389	0,121	0	0	8,10
7	0,4-0,2 "	0,0795	0,159	0	0	8,38	1,92	0,159	0	0	9,89	0,0778	0,126	0	0	8,00
8	0,2-0,1 "	0,0628	0,207	0	0	9,48	1,91	0,207	0	0	11,8	0,0788	0,169	0	0	9,12
9	100-46,5 каВ	0,0542	0,255	0	0	11,2	1,90	0,255	0	0	13,3	0,0810	0,280	0	0	10,3
10	46,5-21,5 "	0,0500	0,486	0	0	11,9	1,94	0,479	0	0	13,8	0,0821	0,453	0	0	10,8
11	21,5-10,0 "	0,0478	0,788	0	0	12,2	1,99	0,792	0	0	14,2	0,0826	0,618	0	0	11,2
12	10,0-4,65 "	0,0469	1,48	0	0	12,9	2,52	1,48	0	0	15,5	0,0828	0,818	0	0	11,7
13	4,65-2,15 "	0,0465	1,90	0	0	13,3	3,64	1,9	0	0	17,0	0,0829	1,32	0	0	12,6
14	2,15-1,0 "	0,0463	2,09	0	0	13,5	4,64	2,48	0	0	18,6	0,0830	2,11	0	0	18,4
15	100-465 эВ	0,0462	2,72	0	0	23,1	10,5	6,85	0	0	28,9	0,170	2,55	0	0	58,4
16	465-215 "	0,185	7,15	0	0	41,4	17,0	11,0	0	0	39,5	0,252	6,63	0	0	46,6
17	215-100 "	0,115	6,92	0	0	36,4	20,1	13,1	0	0	44,7	0,485	3,24	0	0	39,8
18	100-46,5 "	0,534	25,2	0	0	67,5	52,9	30,4	0	0	101	1,0	30,0	0	0	213
19	46,5-21,5 "	0,0462	0,0351	0	0	21,2	13,0	8,00	0	0	41,9	3,49	132	0	0	262
20	21,5-10,0 "	0,125	19,1	0	0	41,3	22,9	17,2	0	0	62,2	0,0392	0,345	0	0	14,3
21	10,0-4,65 "	0,0507	1,95	0	0	23,9	82,6	54,5	0	0	159	6,39	182	0	0	224
22	4,65-2,15 "	0,716	111	0	0	134	7,47	3,56	0	0	30,9	0,0308	0,558	0	0	13,9
23	2,15-1,0 "	0,0434	0,373	0	0	21,0	107	36,2	0	0	166	0,0450	0,493	0	0	14,7
24	1,0-0,465 "	0,0417	0,233	0	0	19,9	837	289	0	0	1146	0,0659	0,894	0	0	15,3
25	0,465-0,215 "	0,0486	0,342	0	0	15,4	23,5	25,7	0	0	63,4	0,0968	0,901	0	0	13,8
26	0,0252 "	0,148	1,04	0	0	12,6	71,9	78,1	0	0	162	0,295	2,65	0	0	14,3

Номер группы	Энергетический интервал	²⁴⁹ Bk (7192)					²⁴⁹ Cf (7193)					²⁵⁰ Cf (7194)				
		ζ_f	ζ_{ny}	$\zeta_{n,2n}$	$\zeta_{n,3n}$	ζ_t	ζ_f	ζ_{ny}	$\zeta_{n,2n}$	$\zeta_{n,3n}$	ζ_t	ζ_f	ζ_{ny}	$\zeta_{n,2n}$	$\zeta_{n,3n}$	ζ_t
-I	I4,I-I4 МэВ	I,66	0,02I	0,300	I,I	5,75	2,4	0,02I	0,I85	0,565	5,79	2,5	0,02I	0,2	0,55	5,89
0	I4-I0,5 "	I,47	0,02I56	I,48	0,I66	5,87	2,08	0,02I56	0,966	0,I22	5,86	2,24	0,02I56	0,9I4	0,074I	5,93
I	IO,5-6,5 "	I,53	0,0238	I,08	0	6,79	2,I6	0,0238	0,865	0	6,79	2,22	0,02380	0,564	0	6,78
2	6,5-4,0 "	I,25	0,02943	0,0236	0	7,37	I,80	0,02943	0,0604	0	7,35	I,95	0,02943	0	0	7,37
3	4,0-2,5 "	I,33	0,0233	0	0	7,I9	I,89	0,0233	0	0	7,I0	2,08	0,0233	0	0	7,I7
4	2,5-I,4 "	I,22	0,0584	0	0	7,25	I,76	0,0584	0	0	7,I2	2,I0	0,0584	0	0	7,28
5	I,4-0,8 "	0,702	0,I20	0	0	7,84	I,42	0,I20	0	0	7,89	2,04	0,I20	0	0	8,35
6	0,8-0,4 "	0,0536	0,I2I	0	0	8,32	I,5I	0,I2I	0	0	9,24	I,89	0,I2I	0	0	9,6I
7	0,4-0,2 "	0,0IIO	0,I26	0	0	8,35	I,83	0,I26	0	0	9,68	I,63	0,I26	0	0	9,92
8	0,2-0,I "	0,0I30	0,I69	0	0	9,I6	2,I9	0,I69	0	0	II,2	I,II	0,I69	0	0	IO,2
9	IO0-46,5 кэВ	0,0I56	0,280	0	0	IO,2	2,43	0,280	0	0	I2,6	0,499	0,280	0	0	IO,7
IO	46,5-2I,5 "	0,0I90	0,453	0	0	IO,8	2,73	0,453	0	0	I3,5	0,I43	0,453	0	0	IO,9
II	2I,5-IO,0 "	0,0223	0,6I8	0	0	II,I	3,37	0,6I8	0	0	I4,4	0,I00	0,6I8	0	0	II,2
I2	IO,0-4,65 "	0,0260	0,8I8	0	0	II,7	4,24	0,8I8	0	0	I8,3	0,I00	0,8I8	0	0	I4,2
I3	4,65-2,I5 "	0,0304	I,32	0	0	I2,6	6,63	I,32	0	0	22,5	0,I	I,32	0	0	I6,0
I4	2,I5-I,0 "	0,0353	2,II	0	0	I3,7	9,39	2,37	0	0	27,0	0,I	2,II	0	0	I7,4
I5	IO00-465 эВ	0,04II	6,24	0	0	I8,7	I3,3	6,66	0	0	35,0	0,I	7,90	0	0	23,8
I6	465-2I5 "	0,0479	I3,5	0	0	26,9	24,5	I2,2	0	0	53,3	0,I	I8,0	0	0	34,7
I7	2I5-IO0 "	0,0544	2I,9	0	0	36,4	30,8	I5,4	0	0	63,4	0,I	26,5	0	0	48,2
I8	IO0-46,5 "	0,06II	35,4	0	0	5I,2	42,5	I7,4	0	0	85,9	0,I	52,2	0	0	9I,I
I9	46,5-2I,5 "	0,0685	57,I	0	0	74,6	66,4	30,6	0	0	I23	0,I	I29	0	0	I68
20	2I,5-IO,0 "	0,0769	III,4	0	0	I36	62,2	39,I	0	0	I23	0,I	2I3	0	0	258
2I	IO,0-4,65 "	0,0864	396	0	0	449	80,8	30,7	0	0	I3I	0,I	I82	0	0	202
22	4,65-2,I5 "	0,0975	526	0	0	565	40,5	43,3	0	0	IO2	0,I	23I	0	0	255
23	2,I5-I,0 "	0,I32	695	0	0	73I	I54	63,4	0	0	240	0,I	8I7	0	0	882
24	I,0-0,465 "	0,I94	33I5	0	0	3428	2439	92,8	0	0	2553	0,I	I7480	0	0	I8490
25	0,465-0,2I5 "	0,285	457	0	0	553	506	I36	0	0	658	0,I	I67	0	0	I82
26	0,0252 "	0,868	I397	0	0	I4I7	I402	4I5	0	0	I829	0,I	I456	0	0	I468

Номер группы	Энергетический интервал	^{251}Cf (7195)					^{252}Cf (7196)				
		σ_f	σ_{nr}	$\sigma_{n,2n}$	$\sigma_{n,3n}$	σ_t	σ_f	σ_{nr}	$\sigma_{n,2n}$	$\sigma_{n,3n}$	σ_t
-I	14,1-14 МэВ	2,40	0,021	0,169	0,552	5,76	2,54	0,03800	0,15	0,264	5,75
0	14-10,5 "	2,08	0,0216	0,954	0,128	5,86	2,41	0,03924	0,468	0,0783	5,86
I	10,5-6,5 "	2,16	0,0238	1,02	0	6,78	2,53	0,02292	0,427	0	6,79
2	6,5-4,0 "	1,80	0,02943	0,197	0	7,37	2,23	0,02531	0,02575	0	7,29
3	4,0-2,5 "	1,89	0,0233	0	0	7,10	2,35	0,02831	0	0	6,99
4	2,5-1,4 "	1,76	0,0584	0	0	7,12	2,47	0,0148	0	0	7,09
5	1,4-0,8 "	1,42	0,120	0	0	7,89	2,04	0,0354	0	0	8,39
6	0,8-0,4 "	1,51	0,120	0	0	9,24	0,866	0,0808	0	0	9,01
7	0,4-0,2 "	1,83	0,126	0	0	9,72	0,196	0,145	0	0	8,26
8	0,2-0,1 "	2,20	0,169	0	0	11,2	0,134	0,191	0	0	8,37
9	100-46,5 кэВ	2,43	0,280	0	0	12,6	0,124	0,250	0	0	14,0
10	46,5-21,5 "	2,73	0,453	0	0	13,5	0,186	0,402	0	0	20,5
II	21,5-10,0 "	3,37	0,618	0	0	14,4	0,342	0,726	0	0	22,2
12	10,0-4,65 "	4,24	0,818	0	0	18,3	0,565	1,56	0	0	24,1
13	4,65-2,15 "	6,75	1,32	0	0	22,6	0,871	2,26	0	0	26,0
14	2,15-1,0 "	13,6	2,11	0	0	31,0	1,36	2,52	0	0	27,9
15	100-46,5 эВ	21,7	7,90	0	0	45,4	2,03	2,78	0	0	30,1
16	46,5-21,5 "	31,9	18,0	0	0	66,5	3,15	3,75	0	0	32,5
17	21,5-10,0 "	46,8	26,5	0	0	91,4	12,3	5,94	0	0	41,6
18	100-46,5 "	68,6	41,3	0	0	133	22,6	8,62	0	0	55,6
19	46,5-21,5 "	136	87,6	0	0	252	21,1	8,03	0	0	51,6
20	21,5-10,0 "	201	130	0	0	357	62,1	23,6	0	0	112
21	10,0-4,65 "	320	247	0	0	593	0,457	0,174	0	0	18,9
22	4,65-2,15 "	320	368	0	0	711	1,00	0,382	0	0	19,9
23	2,15-1,0 "	470	438	0	0	938	2,44	0,935	0	0	22,0
24	1,0-0,465 "	690	1834	0	0	2672	5,62	2,84	0	0	27,1
25	0,465-0,215 "	1013	813	0	0	1888	9,61	5,89	0	0	34,2
26	0,0252 "	3087	2473	0	0	5771	29,3	18,0	0	0	66,0

**Сравнение оценок сечения деления
и радиационного захвата основных трансактинидов**

Уран-236. Радиационный захват. В системе констант БНАБ [6] сечение оценивалось по систематике плотности и ширины ядерных уровней. В области 350 кэВ–4 МэВ учтены активационные данные J. Varry e.a. (1961 г.), а также измерения D. Stupregia e.a. (1961 г.) относительно сечения деления ^{235}U . В оценках ENDF/B-IV, ENDL учтены измерения A. Carlson e.a. (1968 г.) по времени пролета ($E_n < 20$ кэВ), а также новые данные по резонансным параметрам. Оценки NEEL совпадают с данными ENDF/B-IV. Табл.2 показывает близость (около 10%) оценок NEEL и ENDL-76 (кроме 16-й и 20-й групп). Данные БНАБ в области 1–1000 кэВ систематически выше. Рекомендуется оценка NEEL.

Деление. В оценке БНАБ учтены измерения R. Lamphere e.a. (1956 г.) в области 700 кэВ – 4 МэВ относительно сечения деления ^{235}U . После 1964 г. опубликованы новые экспериментальные данные, полученные в нескольких независимых работах. Уточнено подпороговое деление. Из табл.2 видно, что разные оценки при $E_n > E_{\text{пор}}$ в пределах $\pm 10\%$ совпадают. Рекомендуется оценка NEEL.

Нептуний-237 Радиационный захват. Различные оценки сравниваются в табл.2 и на рис.1. Имеются экспериментальные данные D. Stupregia e.a. (1967 г.) и M. Lindner e.a. (1973 г.) (активация при $E_n > 100$ кэВ). Результаты второй, более поздней работы дают в 1,5–2 раза меньшее сечение. Именно им отдается предпочтение в работах после 1973 г. В оценке NEEL приняты результаты ENDL/B-IV (1973 г.). Данные работы [15] повторяют оценку ENDL/B-IV при $E_n > 100$ кэВ. В области энергии ниже 100 кэВ они представляют собой результаты расчета, несколько отличающиеся от оценки NEEL. Оценка [16] основана на эксперименте D. Stupregia e.a. и расходится с другими данными.

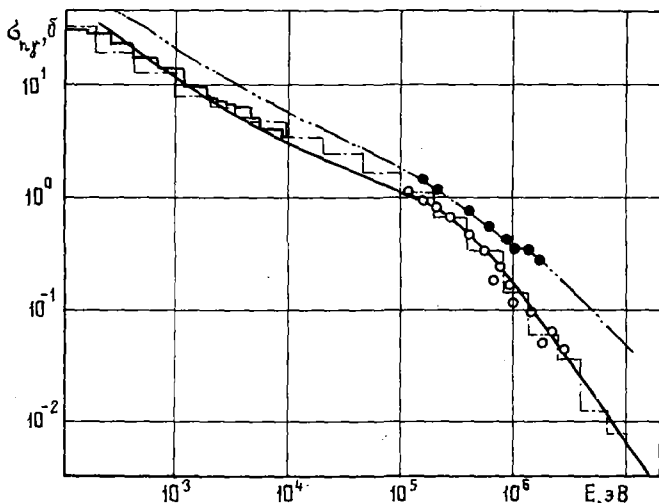


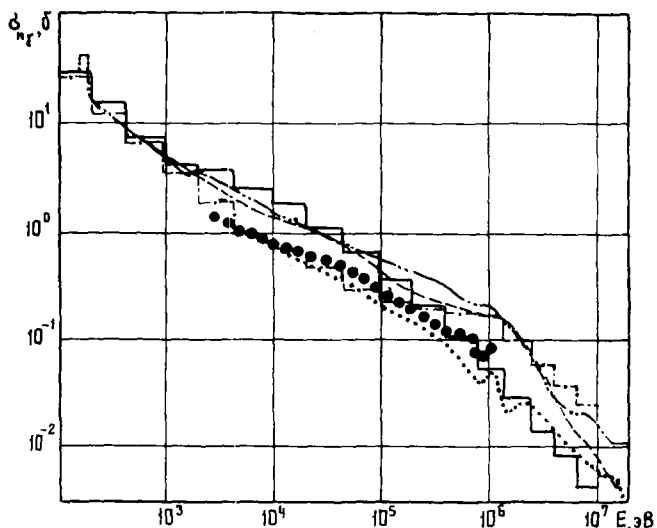
Рис.1. Сечение радиационного захвата ^{237}Np .
Данные: ● - D. Stupregia e.a. (1967 г.);
○ - M. Lindner e.a. (1973 г.); — · — · — [16];
— · — · — ENDL-76 (1975 г.); — — — — NEEL (1977 г.)

Ввиду того, что оценка работы [15] подробно документирована (полный файл в формате KEELAK-3) и дополнена оценками резонансных параметров и различных типов нейтронных сечений в рамках единой расчетной модели, данные этой работы рекомендуются для практического использования.

Деление. Имеется сравнительно богатый экспериментальный материал, благодаря которому разные данные незначительно отличаются друг от друга в существенной для быстрых реакторов области. Рекомендуется оценка работы [15].

Плутоний-238 Радиационный захват. Имеется единственный эксперимент M. Silbert e.a. (1973 г.) на ядерном взрыве. Погрешность эксперимента заявляется на уровне около 40%. Эти результаты в области 0,5–100 кэВ положены в основу оценки работы [17]. В данных других авторов преобладал расчет. Кривая в работе [18] при $E \approx 2+100$ кэВ проходит по нижнему краю погрешности эксперимента. Оценка NEEL при 5–50 кэВ ниже экспериментальных точек примерно на 30%, в области $E_n > 50$ кэВ – соответственно выше. В табл.2 и на рис.2 приведены оценки разных авторов.

Рис.2. Сечение радиационного захвата ^{238}Pu .
 Данные: ... - ENDF/B-IV (1967 г.);
 --- M.Сaner e.a. (1974 г.); -.- ENDL-76
 (1975 г.); ● - P.Thomet (1975 г.); - [17];
 -.-.- NEEL (1977 г.)



Видно, что данные ENDL-76, ENDF/B-IV в области 5-200 кэВ резко отличаются (в 1,5-2 раза) от данных NEEL и работы [17]. Рекомендуется оценка работы [17].

Деление. Все оценки базируются на экспериментальном материале, характеризующемся противоречивостью результатов. Это обстоятельство является причиной различия сечений в табл.2. Рекомендуется оценка работы [17].

Америций-241 **Радиационный захват.** Представление о разбросе оценок дает рис.3 и табл.2. Оценка ФЭИ основана на расчетах сечения радиационного захвата работы [19] в области 20 эВ-0,7 МэВ по статистической теории без учета конкуренции с делением. При расчете проницаемостей использовались оптические параметры, взятые из систематики нейтронных данных. В области больших энергий экстраполяция сечения делалась с учетом эксперимента по облучению ^{241}Am в жестком спектре реактора БР-5. Аномально высокий радиационный захват в области выше 0,8 МэВ наблюдается также в оценке работы [20]. Сечения ENDF/B-IV (1966 г.) и ENDL-76 (1977 г.) в важной для быстрых реакторов области (20-400 кэВ) в 2-3 раза меньше, чем сечения в оценках NEEL (1977 г.) и работы [21]. Сечения поглощения в двух последних работах согласованы с изменениями по времени пролета, выполненными L.Weston e.a. (1975 г.). Измерения D.Gauthier e.a. (1977 г.) (в области 0,1-500 кэВ измерялось $\sigma_a = \sigma_{ng} + \sigma_f$) в целом подтверждают данные L.Weston e.a., хотя в области 10-100 кэВ разница достигает 20%. Расхождение данных NEEL и работы [21] в области 5-50 кэВ обусловлено различием в сечении деления (как указано ниже). Для расчетов рекомендуется оценка NEEL.

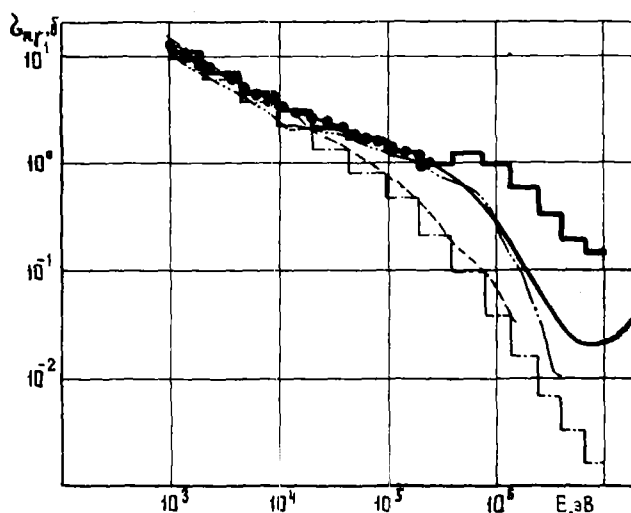


Рис.3. Сечение радиационного захвата ^{241}Am .
 Данные: --- [19]; -.- ENDF/B-IV (1966 г.);
 ● - L.Weston e.a. (1975 г.); -.- ENDL-76
 (1977 г.); - [22]; - NEEL (1977 г.)

Деление. Оценки базируются на многочисленных микроскопических экспериментальных данных. Как видно из табл.2, в области $E_n < 200$ кэВ различные оценки удовлетворительно согласуются между собой. Однако в нижней области энергий наблюдаются значительные расхождения. Последние экспериментальные данные и анализ интегральных измерений на критических сборках указывают на то, что измерения на ядерном взрыве и основанные на этом эксперименте оценки ENDF/B-IV, ENDL и работы [21] сильно завышены. Рекомендуются данные HEDL.

Америций-243

Радиационный захват. Экспериментальные данные отсутствуют. На рис.4 и в табл.2 приведены расчетные оценки ENDF/B-IV, ENDL-76, HEDL и работ [17, 22]. Видно, что они сильно различаются. Рекомендуется оценка работы [17], полученная в наиболее известных условиях.

Деление. Экспериментальные данные хорошо согласуются в области выше 0,2 МэВ. В области ниже 0,2 МэВ в оценках работы [17] и HEDL в отличие от оценок ENDL-76 и работы [22] не учитывались данные на ядерном взрыве. Рекомендуется оценка работы [17].

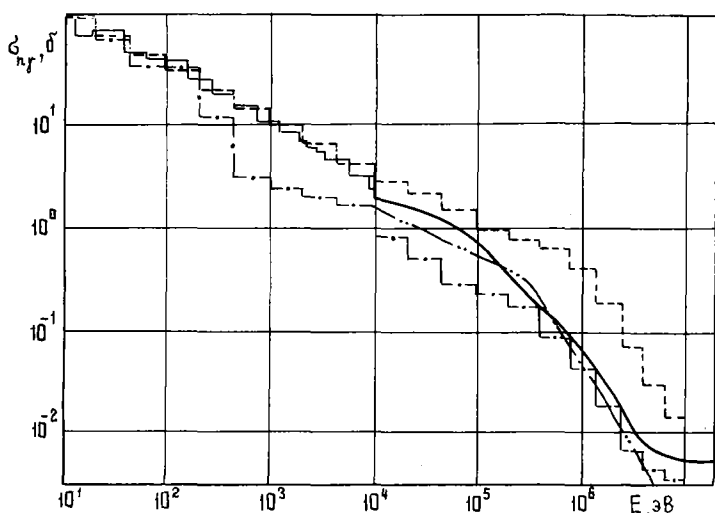


Рис.4. Сечение радиационного захвата ^{243}Am .
 Данные: — · — · — ENDF/B-IV (1967 г.);
 — · — · — ENDL-76 (1975 г.); — — — [17];
 — HEDL (1977 г.)

Кюрий-242

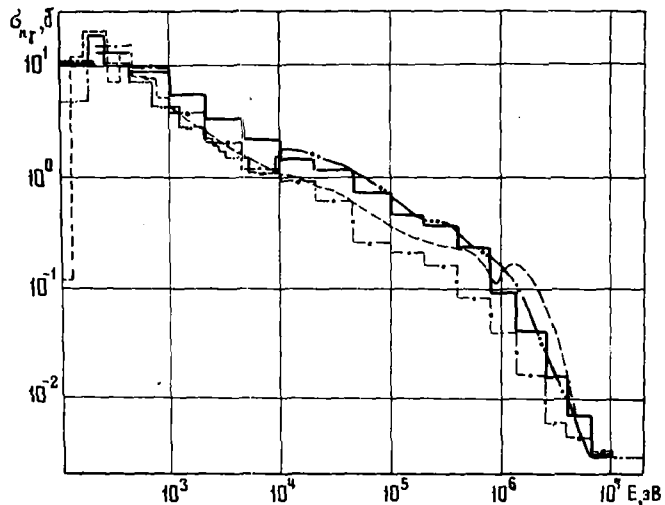
Экспериментальные данные крайне скудны. Имеются измерения его резонансного интеграла поглощения и сечения деления при 14 МэВ и на спектре деления. Расчетные оценки сечений содержатся в данных ENDL-76 и HEDL. В области ниже 1 кэВ в файлах ENDL-76 использованы данные работы [7], в оценках HEDL — данные работы [8]. Документация по используемым в расчетах ФЭИ константам отсутствует. Из табл.2 видно, что как сечение радиационного захвата, так и сечение деления резко отличаются во всей области энергий. Это подтверждает роль эксперимента, как первичного источника информации. Рекомендуется оценка HEDL.

Кюрий-244

Радиационный захват. Различные данные представлены в табл.2 и на рис.5. В нижней области энергий проводились измерения M. Moore (1971 г.) на ядерных взрывах. Однако в чистом виде эти данные недоступны, поэтому в оценках работы [17] энергетический ход сечения был определен расчетным путем. Выше 10 кэВ оценки работы [17] и HEDL неплохо согласуются между собой. Сечения ENDF/B-IV и ENDL лежат существенно ниже. Между этими двумя группами оценок лежат результаты работы [23] и японской группы. В области ниже 1 кэВ сечения из работы [17], ENDL-76 и HEDL различаются не более чем на 30%. Однако в важной области 10–1 кэВ данные работы [17] и HEDL различаются в два раза. Рекомендуется оценка работы [17].

Деление. Имеются различные эксперименты, в том числе использующие методику времени пролета на ядерном взрыве. Этим объясняется существенное отличие сечений ENDF/B-IV (1967 г.) от более поздних оценок, основанных на совокупном экспериментальном материале. С практической точки зрения согласие результатов работы [17] и HEDL можно считать удовлетворительным. Рекомендуется оценка работы [17].

Рис.5. Сечение радиационного захвата ^{244}Cm .
 Данные: — [17]; — ENDL-76 (1975 г.); - - - [22]; - - - HEDL (1977 г.)



Групповые константы для ^{234}U , ^{236}Pu , ^{237}Pu , ^{242}Pu ,
 $^{242\text{m}}\text{Am}$, ^{244}Pu , ^{241}Cm , ^{243}Cm , ^{244}Cm

В табл.3 приведены групповые сечения радиационного захвата и деления, соответствующие оценкам HEDL для изотопов, не вошедших в табл.2. Экспериментальных, а также расчетных данных для этих изотопов (кроме ^{242}Pu) очень мало. Целесообразно в практических расчетах принять оценку HEDL, поскольку обсуждение предыдущих изотопов свидетельствует об удовлетворительном качестве подгонки расчета к эксперименту. Кратко остановимся на данных табл.3.

Уран-234. Экспериментальные данные по сечению радиационного захвата ^{234}U в области быстрых нейтронов отсутствуют. Оценка сечения радиационного захвата, данная в работе [6], основана на предположении об аналогии хода сечения ^{234}U и ^{238}U . Отношение плотностей уровней находилось из статистической теории. Для оценки сечения деления привлекались доступные к 1964 г. эксперименты и расчеты, основанные на теории подбарьерного деления. Сечения HEDL, кроме сечения деления в области выше 10 кэВ, где учтены новые экспериментальные данные, совпадают с сечениями ENDF/B-IV. Различие оценок по сечению радиационного захвата, приведенных в работе [6], HEDL и ENDL-76 в области 1 кэВ-1 МэВ не превышает 20%. Согласуются также оценки сечения деления в пределах 5% для $E_n > 0,5$ МэВ.

Плутоний-236. Экспериментальные данные по сечениям радиационного захвата и деления ^{236}Pu в области быстрых нейтронов отсутствуют. В области ниже 10 кэВ данные HEDL соответствуют оценке [7], а в области выше 10 кэВ использованы результаты расчета. Данные HEDL в области 1 кэВ - 1 МэВ отличаются примерно вдвое от старой оценки [20].

Плутоний-237. Имеются ненадежные данные по сечению деления в тепловой области. Другие оценки, кроме HEDL, не известны.

Плутоний-242. В работе [6] использованы те же соображения, что и при оценке ^{234}U . Данные HEDL по сечению радиационного захвата в области 6 - 90 кэВ согласуются с экспериментом R.Носкебури (1975 г.), а в области 10 - 250 кэВ - с последними экспериментальными результатами Каеррелер с.а. (1978 г.). При энергии ниже 10 кэВ в оценке HEDL приняты данные работы [8]. Сечения радиационного захвата в области 1-100 кэВ по данным работы [6] на 10-20% меньше, чем сечения по данным HEDL. Различие почти на порядок наблюдается в области 10-50 эВ. Оценка этого сечения в области 1 кэВ - 1 МэВ по данным ENDF/B-IV отличается от данных HEDL в 1,5-2 раза. Сечения радиационного захвата в области 5-500 кэВ по оценкам ENDL-76 на 20% меньше результатов HEDL.

Сечение деления в оценке работы [6] примерно на 15% меньше данных HEDL и ENDL-76.

Америций-242. Экспериментальные данные по сечению радиационного захвата $^{242\text{m}}\text{Am}$ отсутствуют. В области ниже 10 кэВ принята оценка работы [7], в области выше 10 кэВ - результаты расчета.

В данных ENDL-76 принято, что при $E_n < 2$ кэВ $\sigma_{n\gamma} = 0,1 \sigma_f$; для области 10 кэВ взяты оценки из систематики сечений. Различие данных HEDL и ENDL-76 достигает 1,5 раза в области выше 0,5 МэВ и ниже 5 кэВ. Отмечается ненадежность данных по сечению деления при $E_n < 100$ кэВ. Результаты HEDL и ENDL-76 различаются примерно в два раза (при $E_n < 10$ кэВ).

Плутоний-244, ураний-241, ураний-243, ураний-244. Экспериментальные работы по радиационному захвату указанных изотопов в области быстрых нейтронов отсутствуют. По данным HEDL (статистический расчет) и ENDL-76 (оценки из систематики) это сечение различается в некоторых важных энергетических областях в 1,5-2 раза. Данные по сечению деления указанных изотопов незначительны и противоречивы.

Надежность оценок

Оценки сечения деления большей частью основаны на экспериментальном материале. Поэтому об их надежности можно судить по расхождению результатов разных авторов. Как правило, в оценках сечения радиационного захвата основную роль играет расчет. Его надежность охарактеризовать гораздо труднее, поэтому представление о погрешности оценок, рекомендованных авторами настоящей работы, неизбежно носит субъективный характер.

Статус экспериментов по трансактинидам для каждого изотопа подробно обсуждается в разных работах (например, [4],[24]). Эти работы послужили отправной точкой при определении погрешностей оценок, опирающихся на эксперимент. Статусу расчета посвящены многие работы (например, [25]). Результаты по систематике нейтронных реакций на актинидах приведены в работе [26], по мнению автора которой теоретический расчет в принципе обеспечивает точность основных сечений реакций для трансактиноидов, равную примерно 25%. Однако на практике с этим трудно согласиться по следующим соображениям. Точность предсказания сечений определяется критерием подгонки к эксперименту. Если говорить о сечении радиационного захвата, то в качестве эталонных ядер могут рассматриваться ядра ^{235}U , ^{238}U и ^{239}Pu . Несмотря на большие усилия экспериментаторов, погрешность в сечении радиационного захвата этих и других изотопов все еще значительна - не лучше 10-20%. Поэтому подгонка параметров, влияющих на это сечение, существенно неоднозначна. Другая причина неоднозначности - молекулярные приближения, от которых зависят число параметров расчета и их интерпретация. Например, систематика по силовым функциям зависит от вида оптического потенциала и учета несферичности. Возможно, сечение радиационного захвата ядер под порогом деления предсказывается "хорошей теорией" примерно с точностью, указанной в работе [26] (около 25%). Однако для делящихся ядер точность предсказания должна быть хуже: учет конкуренции деления вносит существенную дополнительную неопределенность из-за худшего теоретического представления о процессе деления и большой неопределенности модельных параметров. Приближенный учет флуктуаций уровней и другие приближения модели вносят погрешность, для оценки которой требуются специальные расчетно-теоретические исследования. Как правило, многие авторы лишены возможностей осуществить такие исследования. Расчеты сечений проводятся в разных лабораториях с использованием всяческих приближений и различной исходной информации. Этим объясняется тот факт, что расчетные сечения разных авторов могут различаться в несколько раз. Вместе с тем близость результатов еще не свидетельствует об их надежности, так как в этом случае могут быть значительные скоррелированные ошибки.

Такая позиция вынуждает приписывать оценкам средних сечений большие погрешности по сравнению с обычно заявляемыми. Например, в работе [27] принимается типичная погрешность расчета сечений радиационного захвата и деления трансактиноидов $\pm 25\%$ (в пределах широкого корреляционного интервала), что представляется слишком оптимистичным. Этот вывод подтверждает фактический разброс различных оценок, который наблюдается в табл.2.

Интересно сравнить различные оценки сечений на одноступенчатом уровне. С этой целью проведено усреднение сечений по различным спектрам (деления, активной зоны и экрана реактора-размножителя). Рассмотрим эти данные для изотопов, содержащихся в табл.2 (три последние строчки). Видно, что средние по спектру деления сечения радиационного захвата различаются в 2-5 раз. В то же время разброс средних сечений деления составляет всего лишь 10-15% (кроме ^{242}Cm , где он велик). При усреднении сечения радиационного захвата по спектрам активной зоны и экрана промышленного реакто-

ра различие уменьшается до 1,5–2 раз. В сечениях изотопов, для которых отсутствуют измерения сечений радиационного захвата (^{243}Am , ^{242}Cm), разброс максимален. Можно отметить следующее обстоятельство. В спектре активной зоны реактора с оксидным топливом примерно половина актов радиационного захвата происходит при $E_n < 10$ кэВ. В этой области расчетные оценки более надежны (экстраполяция на основе резонансных параметров), чем в верхней области энергий. Поэтому положение ухудшается при переходе к более жестким спектрам (быстрый реактор с металлическим топливом, термоядерный blanket). В случае средних сечений деления расхождение (см. табл. 2), напротив, растет при переходе от жестких спектров к более мягким (10–15% – для спектра деления, 20–40% – для спектров активной зоны и экрана). Это и понятно, так как приведенные в табл. 2 изотопы характеризуются пороговым делением (кроме ^{238}Pu), а измерения сечений деления под порогом менее надежны по сравнению с надпороговой областью.

В табл. 5 приведены оцененные в данной работе погрешности (стандартные отклонения) сечений радиационного захвата и деления для некоторых изотопов (см. табл. 2). Сечения предполагаются закоррелированными во всем энергетическом интервале, так что указанные погрешности можно отнести к усредненным по спектру активной зоны или экрана сечениям. Относительно корреляций между сечениями разных типов и изотопов не делается никаких заключений.

Таблица 5

Погрешности однокрупных сечений радиационного захвата и деления

Изотоп	σ_{np}	σ_f
^{236}Pu	$\pm 40\%$	$\pm 15\%$
^{237}Np	$\pm 40\%$	$\pm 10\%$
^{238}Pu	$\pm 60\%$	$\pm 30\%$
^{241}Am	$\pm 30\%$	$\pm 15\%$
^{243}Am	Фактор 2	$\pm 20\%$
^{242}Cm	–"	Фактор 2
^{244}Cm	–"	$\pm 30\%$
^{234}U	–"	$\pm 15\%$
^{236}Pu	Фактор 2–3	Фактор 2–3
^{237}Pu	–"	–"
^{242m}Am	Фактор 2	$\pm 50\%$
^{241}Cm	–"	Фактор 2
^{243}Cm	–"	–"
^{248}Cm	–"	$\pm 50\%$

Для изотопов ^{245}Cm , ^{246}Cm , ^{247}Cm , ^{249}Bk , ^{249}Cf , ^{250}Cf , ^{251}Cf , ^{252}Cf имеются только расчетные оценки ENDF-76. Их надежность, вероятно, не очень велика, если судить по результатам сравнения оценок сечений других изотопов. Поэтому представляется разумным охарактеризовать неопределенность сечений этой группы изотопов фактором 3.

Таким образом, сечениям некоторых изотопов приписываются весьма большие неопределенности, когда непосредственная экспериментальная информация отсутствует либо крайне противоречива. Эта неопределенность может быть уменьшена после накопления опыта в проведении расчетно-теоретических исследований на основе систематики ядерных данных. К сожалению, в работах по расчетной оценке сечений обоснование заявляемой точности расчета обычно отсутствует либо делается крайне схематично ввиду сложности этой проблемы.

В табл. 6 представлены однокрупные сечения радиационного захвата и деления для 37 изотопов, усредненные по спектру деления, активной зоны и экрана быстрого реактора. Исходной информацией для усреднения служили рекомендованные данные табл. 2 и 3, а для не содержащихся там изотопов – библиотека ENDF-76. Спектры усреднения указаны в табл. 7. Приведенные данные могут быть использованы для расчетов по накоплению и сжиганию трансактинидов. Представление о точности таких расчетов можно получить, привлекая оценки погрешностей из табл. 5.

Наиболее быстрым путем уточнения сечений изотопов, трудно измеряемых в дифференциальных опытах, является, по-видимому, постановка и анализ интегральных экспериментов. В первую очередь к таковым относятся эксперименты по облучению образцов в энергетических реакторах, а также изотопный анализ облученного топлива. Объем подобной информации пока невелик. Основные опубликованные данные приводятся в табл. 8. Интерпретация этих экспериментов, как следует из оригинальных работ, является делом непростым. Однако в условиях большой неопределенности микроскопических данных можно достичь их значительного уточнения даже при не очень высокой точности интегральных данных.

Таблица 6

Одногрупповые сечения радиационного захвата и деления при усреднении по различным спектрам

Изотоп	Усреднение по спектру						Изотоп	Усреднение по спектру					
	деления		активной зоны		экрана			деления		активной зоны		экрана	
	σ_{np}	σ_f	σ_{np}	σ_f	σ_{np}	σ_f		σ_{np}	σ_f	σ_{np}	σ_f	σ_{np}	σ_f
²³¹ Th	0,10	0,20	0,86	0,64	2,5	1,15	²⁴³ Pu	0,04	2,05	0,45	1,0	0,74	1,1
²³² Th	0,10	0,07	0,50	0,01	0,94	0,005	²⁴⁴ Pu	0,02	1,01	0,32	0,23	0,75	0,13
²³³ U	0,10	1,85	0,29	3,00	0,43	4,0	²⁴¹ Am	0,27	1,44	1,9	0,31	3,1	0,17
²³⁴ U	0,17	1,22	0,68	0,34	1,2	0,20	^{242m} Am	0,02	2,2	0,42	3,2	0,73	3,8
²³⁵ U	0,10	1,23	0,76	2,12	1,3	3,0	²⁴³ Am	0,30	1,04	1,8	0,20	3,0	0,10
²³⁶ U	0,17	0,62	0,66	0,11	1,2	0,055	²⁴¹ Cm	0,03	2,7	0,23	3,4	0,37	4,5
²³⁷ U	0,08	0,69	0,39	0,68	0,63	0,73	²⁴² Cm	0,03	0,97	0,46	0,16	1,0	0,08
²³⁸ U	0,08	0,31	0,37	0,047	0,73	0,022	²⁴³ Cm	0,02	2,0	0,39	2,5	0,75	3,2
²³⁹ U	0,17	0,47	0,85	0,17	1,4	0,16	²⁴⁴ Cm	0,11	1,6	0,98	0,42	1,6	0,26
²⁴⁰ U	0,08	0,23	0,42	0,03	0,79	0,015	²⁴⁵ Cm	0,04	2,0	0,46	3,0	0,73	4,1
²³⁷ Np	0,17	1,29	1,8	0,32	3,1	0,18	²⁴⁶ Cm	0,04	1,33	0,46	0,31	0,81	0,18
²³⁶ Pu	0,05	2,08	0,62	1,77	1,1	2,11	²⁴⁷ Cm	0,04	2,1	0,56	2,3	1,1	2,9
²³⁷ Pu	0,03	2,94	0,24	3,88	0,40	5,02	²⁴⁸ Cm	0,05	1,37	0,29	0,31	0,62	0,16
²³⁸ Pu	0,06	1,98	0,90	1,16	1,6	1,14	²⁴⁹ Bk	0,08	0,87	0,51	0,17	1,1	0,1
²³⁹ Pu	0,04	1,78	0,70	1,93	1,4	2,47	²⁴⁹ Cf	0,08	1,7	0,51	2,8	1,0	3,9
²⁴⁰ Pu	0,09	1,33	0,51	0,37	1,0	0,25	²⁵⁰ Cf	0,08	2,0	0,56	1,0	1,3	0,8
²⁴¹ Pu	0,12	1,60	0,61	2,61	0,97	3,6	²⁵¹ Cf	0,08	1,7	0,56	3,1	1,3	4,7
²⁴² Pu	0,09	1,13	0,55	0,27	0,90	0,15	²⁵² Cf	0,04	1,9	0,44	0,7	0,7	0,7

Таблица 7

Спектры усреднения

Номер группы	Энергетический интервал	Спектры усреднения			Номер группы	Энергетический интервал	Спектры усреднения		
		деления	активной зоны	экрана			деления	активной зоны	экрана
1	10,5-6,5 МэВ	0,018	0,002	0,039	11	21,5-10	0,001	0,082	0,114
2	6,5-4	0,095	0,010	0,025	12	10-4,65	0	0,045	0,071
3	4-2,5	0,188	0,025	0,012	13	4,65-2,15	0	0,012	0,024
4	2,5-1,4	0,269	0,048	0,022	14	2,15-1	0	0,030	0,048
5	1,4-0,8	0,198	0,060	0,031	15	1000-465 эВ	0	0,014	0,030
6	0,8-0,4	0,137	0,113	0,075	16	465-215	0	0,005	0,016
7	0,4-0,2	0,059	0,150	0,115	17	215-100	0	0,001	0,007
8	0,2-0,1	0,023	0,151	0,137	18	100-46,5	0	0,032	0,002
9	100-46,5 кэВ	0,009	0,140	0,151	19	46,5-21,5	0	0,044	0,037
10	46,5-21,5	0,003	0,112	0,138	20	21,5-10	0	0	0,045

Таблица 8

Основные интегральные эксперименты
для уточнения сечений трансактиноидов

Сечение	Изотоп	Отношение эксперимент-расчет	Краткая характеристика эксперимента	Литература
σ_f	²⁴² Pu	$0,81 \pm 0,04$	Измерения камерами деления на плутониевых сборках ZEBRA-14. Нормировка к сечению деления ²³⁹ Pu. Даются компоненты погрешностей эксперимента. Расчет - по данным библиотеки FGL-5	[28]
	²⁴¹ Am	$0,79 \pm 0,03$		
	²⁴³ Am	$1,14 \pm 0,04$		
	²⁴⁴ Cm	$0,74 \pm 0,06$		
σ_f	²⁴¹ Am	$0,71 \pm 0,02$	Измерения камерами деления на плутониевых сборках SNEAK-9с	[29]
σ_f	²⁴¹ Am	$(0,55 \pm 0,75) \pm 0,05$	Измерения камерами деления на плутониевых сборках ERMINE в широком диапазоне спектров	[30]
α	²⁴¹ Am	$0,51 \pm 0,02$	Измерение реактивностей малых образцов на сборке SNEAK-9с	[29]
σ_{np}	²⁴¹ Am	$1,54 \pm 0,09$	Активационные измерения на сборке ZEBRA-14	[31], [32]
σ_{np}	²³⁷ Np	$1,32 \pm 0,15$	Облучение высокообогащенных образцов на реакторе PHENIX. Нормировка к сечению радиационного захвата ²³⁸ U. Расчет - по данным библиотеки CARNAVAL-III	[30]
	²³⁹ Np	$0,95 \pm 0,19$		
	²³⁸ Pu	$0,88 \pm 0,03$		
	²⁴² Pu	$0,64 \pm 0,05$		
	²⁴¹ Am	$0,92 \pm 0,12$		
	²⁴³ Am	$0,90 \pm 0,10$		
σ_{n2n}	²⁴⁴ Cm	$0,81 \pm 0,15$	-	-
	²³⁹ Pu	$0,45 \pm 0,04$		

Список литературы

1. Ваньков А.А., Воропаев А.И., Юрова Л.Н. Анализ реакторно-физического эксперимента. М., Атомиздат, 1977.
2. Тавака К. е.а. Build-up and decay of actinide nuclides in fuel cycle of nuclear reactors. - J. Nucl. Sci. and Technol., 1977, v. 3, N 14(7), p. 519-531.
3. Kuesters H., Lalovic M. Transactinium isotope build-up and decay in reactor fuel and related sensitivities to cross-section changes. - Proceedings of an Advisory Group Meeting on Transactinium Isotope Nuclear Data (Karlsruhe, 3-7 Nov. 1975). Vienna, IAEA, 1976, v.1, p. 139-166.
4. Weigmann H. Measurement of the cross-sections of the minor transactinium isotopes. - International Conference on Neutron Physics and Nuclear Data for Reactor and other Applied Purposes (Harwell, 25-29 Sept. 1978).
5. Mann F.M., Schenter R.E. HELD evaluation of actinide cross-sections for ENDF/B-V. - HELD-TME-77-54, 1977.
6. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Бондаренко И.И., Николаев М.Н. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1964.
7. Venjamin R.W., McCrossen F.J. EPRI-NP-161, 1975.
8. Venjamin R.W., McCrossen F.J., Gettys W.E. DP-1447, 1977.

9. C u l l e n D.E., H o w e r t o n R.J., M a c G r e g o r M.H. Major neutron-induced interactions: graphical, experimental data. - UCRL-50400, 1976, v. 7, part B, rev. 1.
10. H o w e r t o n R.J. e.a. The LLL evaluated nuclear data library (ENDL): evaluation techniques, reaction index, and descriptions of individual evaluations. - UCRL-50400, 1975, v. 15, part A.
11. H o w e r t o n R.J., M a c G r e g o r M.H. The LLL evaluated nuclear data library (ENDL): descriptions of individual evaluations for Z=90-98. - UCRL-50400, 1977, v. 15, part D.
12. B e n j a m i n R.W. Status of measured neutron cross-sections of transactinium isotopes for thermal reactors. - См. [3], v. 2, p. 1-70.
13. G r y n t a k i s E.M., K i m I.A. Compilation of resonance integrals. - J. Radioanal. Chem., 1978, v. 42, N 1, p. 181.
14. К о л е с о в В.Е., К р и в ц о в А.С. Алгоритм и программа подготовки групповых констант расчета реакторов на основе библиотеки нейтронных данных. - В кн.: Нейтронная физика (Материалы 3-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев, 9-13 июня 1975 г.). М., ЦНИИАтоминформ, 1976, ч. I. с. I40-I44.
15. C a n e r M., W e c h s l e r S., Y i f t a h S. Evaluation of ^{237}Np microscopic neutron data. - IA-1346, 1977.
16. З а х а р о в а С.М. 80- и 2I-групповые сечения поглощения нейтронов ^{237}Np . - Бюллетень Информационного центра по ядерным данным, 1968, вып. 5, с. 189-256.
17. А б а г я н Л.Ш., Д о в б е н к о А.Г., З а х а р о в а С.М. и др. Оценка сечений деления и поглощения для плутония-238, америция-243 и юрия-244. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. М., Атомиздат, 1976, вып.23, с. 40-79.
18. C a n e r M., Y i f t a h S. Neutron cross-sections for plutonium-238. - IA-1301, 1974.
19. Д о в б е н к о А.Г., И в а н о в В.И., К о л е с о в В.Е., Т о л с т и к о в В.А. Радиационный захват нейтронов ядром ^{241}Am . - Бюллетень Информационного центра по ядерным данным. М., Атомиздат, 1969, вып. 6, с. 42-47.
20. H i n k e l m a n n B. Microscopic neutron nuclear data and 5-group cross-sections for the actinides ^{231}Pu , ^{232}U , ^{234}U , ^{235}U , ^{237}U , ^{237}Np , ^{238}Np , ^{236}Pu , ^{241}Am , ^{242}Cm . - KFK-1186, 1970.
21. I g a r a s i S. Neutron cross-sections of ^{241}Am . - J. Nucl. Sci. and Technol., 1977, v. 14(1), p. 1-11.
22. I g a r a s i S. Evaluation of neutron nuclear data for ^{243}Am . - JAERI-7174, 1977.
23. G i a n o t t i H.F. Fast neutron cross-sections for ^{244}Cm . - Nucl. Sci. and Engng, 1978, v. 65, N 1, p. 164-166.
24. I g a r a s i S. Status of measured neutron cross-sections of transactinium isotopes in the fast region. - См. [3], v. 3, p. 1-164.
25. Use of nuclear theory for nuclear data evaluation. (Meeting IAEA, Trieste, dec. 1975). Vienna, IAEA, 1976.
26. L y n n J.E. Systematics for neutron reactions of the actinide nuclei. - AERE-R7468, nov. 1974.
27. Conclusions and recommendations of the working group on fast reactors. - См. [3], v. 1, p. 24.
28. S w e e t D.W. Actinide fission rate measurements in ZEBRA. - AEEW-R-1090, 1977.
29. K u e s t e r s H., L a l o v i c M. Transactinium isotope build-up and decay in reactor fuel and related sensitivities to cross-section changes. - См. [3], v. 1, p. 151-153.
30. D a r r o u z e t M., G i a c o m e t t i A., R o b i n M. Formation ET disparition des actinides secondaires dans les reacteurs a eau et les reacteurs a neutrons rapides. - См. [4].
31. G l o v e r K.M. e.a. Measurement of the integral capture cross-section of ^{243}Am . - UKNDC(78) P88, 1978, p. 96.
32. W i l t s h i r e R.A.P. e.a. The cross-section for the production of ^{242}Cm from ^{241}Am in a fast reactors. - AERE-R-7363, 1973.
33. Г о л у б е в В.И., Н и к о л а е в М.Н., О р л о в М.Ю. Групповые сечения некоторых ядерных реакций, используемых для регистрации нейтронов. - Бюллетень Информационного центра по ядерным данным. М., Атомиздат, 1964, вып. I, с. 372-375.

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ НЕУПРУТОГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ
С ЭНЕРГИЕЙ $(5,34 \pm 0,05)$ МэВ НА ^{113}In

Г.Н.Д овч и ко ва, О.А.С аль н и ко в, С.П.С и ма ко в, А.М.Т ру ф а но в

DIFFERENTIAL CROSS-SECTIONS OF INELASTICALLY SCATTERED NEUTRONS WITH ENERGY $5,34 \pm 0,05$ MeV FROM ^{113}In . The differential cross-sections of inelastic neutron scattering by ^{113}In have been measured for incident neutron energy $5,34 \pm 0,05$ MeV. The measurements were performed by time-of-flight method using the tritium gas target as the neutron source. The cross-sections are listed in table.

Исследование неупругого рассеяния нейтронов проводилось методом времени пролета при облучении образца индия потоком нейтронов, образующихся в реакции $T(p,n)$. Газообразный тритий отделяли от вакуумной системы ускорителя протонов двумя фольгами из ^{58}Ni толщиной по 9 мкм. Между ними циркулировал гелий, снимающий тепло, выделяемое на фольгах при прохождении через них пучка протонов. При давлениях трития в мишени 2 атм и гелия в охлаждающей ячейке около 1 атм, а также при токе протонов, бомбардирующих мишень, до 2,5 мкА мишень показала устойчивую работу в течение продолжительного времени. При указанном давлении трития мишень создавала поток нейтронов под углом 0° , равный $(1,3 - 0,7) \cdot 10^8$ нейтр./ (ср.с) на 1 мкА тока протонов, с энергией нейтронов 5-8 МэВ соответственно.

Изотоп ^{113}In (87% обогащения, основная примесь - ^{115}In) получен массой 83 г. Из него изготовлен рассеиватель внутренним диаметром 1,4 см, внешним диаметром 2,4 см и высотой 4,0 см. Для получения сечений на чистом ^{113}In аналогичный рассеиватель изготовлен из ^{115}In , и для него проведены соответствующие измерения.

Образцы устанавливали на расстоянии 15 см перед мишенью. Рассеянные нейтроны регистрировались сцинтилляционным детектором, расположенным в защите, с пролетной базой 2 м.

Детектор (кристалл стильбена и ФЭУ-30) имеет временное разрешение 3,0 нс для нейтронов с энергиями 5-7 МэВ при пороге регистрации 0,4 МэВ, а также схему $(n-\gamma)$ -разделения по форме импульса от фотоэлектронного умножителя (схема Брукса) с коэффициентом подавления γ -квантов спонтанного деления ^{252}Cf около 300.

Эффективность детектора определяли двумя способами. Первым способом измеряли выход нейтронов под разными углами и при различных энергиях падающих протонов из реакции $T(p,n)$, сечение которой хорошо известно [1]. Этим методом измерена относительная эффективность детектора в диапазоне энергий 0,5-5,0 МэВ. Абсолютная эффективность в диапазоне 0,5-9,0 МэВ определена вторым способом по измеренным спектрам нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf , описанным распределением Максвелла с температурой $T = 1,42$ МэВ. Эффективности, полученные двумя способами, были нормированы по перекрывающимся участкам. В результате обнаружены хорошее совпадение кривых при энергиях нейтронов выше 1,8 МэВ и заметное различие, достигающее 13%, при меньших энергиях. В последней области энергий взята эффективность, измеренная по выходу нейтронов из реакции $T(p,n)$.

Чтобы получить абсолютные сечения, для угла 45° измерен спектр нейтронов, рассеянных полиэтиленом. Во временном спектре нейтроны, провазимодействовавшие с водородом, хорошо отделяются от нейтронов, упруго рассеянных углеродом, что дает возможность "привязки" сечения реакции $^{113}\text{In}(n,n')$ к известному сечению (n,p) -рассеяния [2].

Временные спектры, измеренные на шести углах (30° , 45° , 60° , 90° , 120° и 150°), нормировали на один поток нейтронов, упавших на образец, и переводили в энергетические при ширине канала временного преобразователя 0,4835 нс. Энергетические спектры поправляли на эффективность детектора и эффекты многократного взаимодействия нейтронов в образце.

Для отделения упруго рассеянных нейтронов детектором многократно измеряли прямой поток нейтронов из мишени под углом 0° . Полученный нейтронный пик нормировали по амплитуде с пиком упруго рассеянных нейтронов и вычитали из спектра.

Сечения неупругого рассеяния нейтронов в лабораторной системе координат с энергией $(5,34 \pm 0,05)$ МэВ на ^{113}In для шести углов приведены в таблице.

Дифференциальные сечения [мб/(ср·МэВ)] неупругого рассеяния нейтронов с энергией $(5,34 \pm 0,05)$ МэВ на ^{113}In для шести углов

Таблица

E_n , МэВ	30°	45°	60°	90°	120°	150°
0,65	117,89 ± 5,98	111,36 ± 5,56	122,70 ± 5,69	105,94 ± 5,04	100,92 ± 5,13	101,35 ± 4,99
0,75	112,29 ± 5,44	107,17 ± 5,11	117,42 ± 5,20	100,06 ± 4,53	97,66 ± 4,62	89,61 ± 4,33
0,85	114,67 ± 5,30	110,86 ± 5,00	109,22 ± 4,75	93,08 ± 4,13	89,48 ± 4,10	83,57 ± 3,96
0,95	104,90 ± 5,50	107,76 ± 4,78	107,76 ± 4,59	90,38 ± 3,94	85,65 ± 3,85	78,82 ± 3,70
1,05	109,50 ± 4,92	102,34 ± 4,49	98,30 ± 4,21	85,02 ± 3,69	77,86 ± 3,53	72,25 ± 3,42
1,15	91,78 ± 4,30	86,60 ± 3,92	84,24 ± 3,71	70,67 ± 3,20	67,38 ± 3,14	66,50 ± 3,23
1,25	79,99 ± 3,95	75,73 ± 3,60	76,36 ± 3,45	64,26 ± 2,97	62,96 ± 3,00	56,62 ± 3,01
1,35	72,32 ± 3,57	70,67 ± 3,30	66,54 ± 3,03	63,10 ± 2,82	55,93 ± 2,66	49,71 ± 2,80
1,45	64,32 ± 3,42	61,70 ± 3,08	62,96 ± 2,95	57,16 ± 2,68	52,48 ± 2,58	47,25 ± 2,95
1,54	59,34 ± 3,15	55,79 ± 2,79	55,22 ± 2,63	50,15 ± 2,39	47,35 ± 2,32	42,57 ± 2,68
1,65	53,67 ± 3,00	49,84 ± 2,62	50,32 ± 2,47	45,99 ± 2,26	41,89 ± 2,17	39,76 ± 2,46
1,75	50,33 ± 2,80	45,56 ± 2,41	46,38 ± 2,28	42,28 ± 2,08	37,70 ± 1,98	38,40 ± 2,22
1,86	41,21 ± 2,63	41,94 ± 2,34	39,52 ± 2,11	35,42 ± 1,90	33,31 ± 1,91	32,24 ± 2,07
1,95	39,02 ± 2,67	37,74 ± 2,28	38,08 ± 2,12	31,69 ± 1,87	29,00 ± 1,88	26,85 ± 1,99
2,05	34,10 ± 2,47	33,00 ± 2,09	32,97 ± 1,92	29,61 ± 1,75	24,99 ± 1,76	23,19 ± 1,79
2,15	29,49 ± 2,28	27,62 ± 1,89	27,74 ± 1,73	22,35 ± 1,51	19,81 ± 1,57	18,58 ± 1,56
2,25	25,56 ± 2,38	27,21 ± 1,99	22,77 ± 1,73	20,58 ± 1,56	18,28 ± 1,61	17,14 ± 1,59
2,34	22,98 ± 2,25	27,02 ± 1,89	22,19 ± 1,63	16,43 ± 1,40	14,08 ± 1,47	13,76 ± 1,39
2,44	23,07 ± 2,05	20,42 ± 1,70	16,10 ± 1,41	12,10 ± 1,27	12,11 ± 1,32	13,66 ± 1,29
2,55	18,82 ± 1,87	19,20 ± 1,60	14,46 ± 1,31	10,33 ± 1,19	12,72 ± 1,24	9,99 ± 1,15
2,65	15,83 ± 2,05	16,92 ± 1,74	14,23 ± 1,49	11,22 ± 1,39	10,47 ± 1,36	10,19 ± 1,31

2,75	15,96 ± 1,65	15,51 ± 1,37	14,82 ± 1,21	13,07 ± 1,15	11,96 ± 1,07	9,22 ± 1,01
2,86	15,64 ± 1,84	16,37 ± 1,56	14,33 ± 1,37	13,31 ± 1,36	14,15 ± 1,24	7,80 ± 1,14
2,96	15,03 ± 1,75	12,58 ± 1,44	15,86 ± 1,35	11,72 ± 1,32	10,30 ± 1,12	9,17 ± 1,09
3,05	15,34 ± 2,27	13,40 ± 1,91	13,80 ± 1,71	10,49 ± 1,75	9,48 ± 1,39	5,54 ± 1,41
3,14	11,80 ± 1,48	12,38 ± 1,32	10,51 ± 1,17	8,66 ± 1,23	9,07 ± 1,00	7,36 ± 1,01
3,25	10,32 ± 1,34	11,00 ± 1,23	9,69 ± 1,11	7,57 ± 1,16	7,68 ± ,91	4,79 ± ,94
3,36	10,33 ± 1,73	8,86 ± 1,59	6,89 ± 1,39	6,92 ± 1,57	6,43 ± 1,20	3,40 ± 1,28
3,44	11,20 ± 1,67	7,59 ± 1,52	7,52 ± 1,36	5,31 ± 1,49	3,69 ± 1,11	2,55 ± 1,27
3,55	10,31 ± 1,12	9,21 ± 1,08	9,26 ± 1,00	5,30 ± 1,04	4,62 ± ,78	4,05 ± ,93
3,66	14,59 ± 1,62	9,31 ± 1,48	11,38 ± 1,41	8,24 ± 1,45	7,29 ± 1,13	4,76 ± 1,32
3,76	13,66 ± 1,54	10,41 ± 1,49	10,93 ± 1,38	5,16 ± 1,41	5,75 ± 1,10	3,36 ± 1,32
3,86	16,41 ± 1,56	11,08 ± 1,52	13,42 ± 1,45	7,19 ± 1,40	7,45 ± 1,12	3,92 ± 1,33
3,96	19,22 ± 1,57	12,55 ± 1,51	15,88 ± 1,53	8,55 ± 1,41	6,97 ± 1,09	5,76 ± 1,36
4,05	20,22 ± 2,34	12,75 ± 1,53	15,37 ± 1,48	6,13 ± 1,35	7,23 ± 1,06	5,07 ± 1,36
4,13	19,30 ± 2,83	14,47 ± 1,52	14,52 ± 1,41	6,57 ± 1,32	6,48 ± ,99	4,32 ± 1,34
4,24	20,74 ± 3,93	12,67 ± 1,43	10,96 ± 1,95	3,14 ± 1,14	5,70 ± ,89	5,07 ± 1,31
4,37	21,14 ± 5,55	10,26 ± 1,27	9,85 ± 3,13	4,30 ± 1,08	5,74 ± ,81	1,50 ± 1,27
4,46	20,02 ± 7,73	4,22 ± 1,47	13,09 ± 4,06	4,95 ± 1,08	5,65 ± 1,30	,76 ± 1,24
4,55	26,84 ± 10,30	5,74 ± 1,99	11,75 ± 5,51	3,48 ± ,90	4,05 ± 1,69	2,95 ± 1,18
4,65	20,78 ± 15,05	7,19 ± 2,69	13,36 ± 7,34	2,78 ± ,68	6,53 ± 2,32	3,12 ± 1,13
4,76	39,15 ± 20,21	4,29 ± 4,03	14,44 ± 10,27	2,68 ± ,58	6,85 ± 3,49	2,49 ± 1,09
4,86	21,98 ± 31,18	4,65 ± 5,86	18,58 ± 15,03	5,46 ± 1,58	6,68 ± 4,77	3,71 ± 1,43

Список литературы

1. L i s k i e n H., P a u l s e n A. Neutron Production Cross-Sections and Energies for the Reactions $T(p, n)^3\text{He}$, $D(d, n)^3\text{He}$, and $T(d, n)^4\text{He}$. - Nuclear Data Tables, 1973, v. 11, p. 569.
2. Г а м м е л ь Д.Д. Полное и дифференциальные сечения n - p -рассеяния в области энергий 0-40 МэВ. - В кн.: Физика быстрых нейтронов. М., Атомиздат, 1966, т. 2, с. 740.

УДК 539.170

ПОДГОТОВКА МАЛОГРУППОВЫХ КОНСТАНТ ДЛЯ РАСЧЕТОВ ЗАЩИТЫ

В.Ф.Х о х л о в, И.Н.Ш е й н о, В.Д.Т к а ч е в

COLLAPING OF BROAD GROUP CONSTANTS FOR SHIELDING CALCULATIONS. An approximate method of taking into account of a space and angular dependence of a neutron flux is suggested for a generation of broad group cross-sections used in a shielding problems. The illustrative calculations of the typical compositions show a satisfactory agreement between the results of the suggested method and that of the 21-group calculation.

Строгая математическая формулировка задачи прохождения нейтронов через защиту в многогрупповом приближении [1] требует определения групповых констант, зависящих от пространственной и угловой переменных, что определяется пространственно-угловой зависимостью потоков усреднения. Сформулированная таким образом задача не имеет точного решения, так как сечения зависят от заранее неизвестного дифференциального потока в рассматриваемой защите. Поэтому в практических расчетах при подготовке групповых констант пренебрегают пространственно-угловой зависимостью потока и используют лишь оценку интегрального спектра нейтронов в защите [2, 3]. Очевидно, это вносит определенные ошибки в результаты расчетов.

С увеличением числа групп такая ошибка должна уменьшаться, если учесть, что групповые константы определяются дробно-линейными выражениями потока. Однако увеличение числа групп практически может не привести к желаемому результату, например в резонансной области энергий нейтронов. С другой стороны, увеличение числа групп связано с существенным увеличением времени расчетов. Так, при решении плоской задачи по широко распространенным программам типа PO3 [4] время расчетов τ можно приближенно определить по формуле

$$\tau = N \left(T_0 + \frac{N-1}{2} T_1 \right),$$

где N - число групп; T_0 - время решения системы алгебраических уравнений; T_1 - время расчета источника на один переход. Отсюда видно, что время многогруппового расчета имеет почти квадратичную зависимость от числа групп.

В настоящей работе на примерах исследуется влияние погрешности расчетов защиты, связанной с пренебрежением угловой и пространственной зависимостей потока нейтронов при получении мало-групповых констант из многогрупповых, и предлагается экономичный метод, позволяющий учесть эти зависимости. Предполагается также, что резонансные особенности сечений достаточно корректно учитываются в обычных многогрупповых константах.

Малогрупповую форму уравнения переноса в плоскопараллельной геометрии случим, суммируя многогрупповое уравнение переноса (проинтегрированное по азимутальному углу):

$$\mu \frac{\partial}{\partial x} \psi^g(x, \mu) + \sigma^g(x) \psi^g(x, \mu) = \sum_{p=1}^g \int_{-1}^{+1} d\mu' W^{pg}(x, \mu, \mu') \psi^p(x, \mu') + F^g(x, \mu), \quad (1)$$

где использованы общепринятые обозначения (см., например, [4]) по группам нейтронов в пределах выбранного энергетического диапазона α . В результате получим уравнение

$$\mu \frac{\partial}{\partial x} \bar{\Phi}^{\alpha}(x, \mu) + \frac{\alpha}{\sigma} (x, \mu) \bar{\Phi}^{\alpha}(x, \mu) = \sum_{\beta=1}^{\alpha} \int_{-1}^{+1} d\mu' \frac{\beta \alpha}{W} (x, \mu, \mu') \bar{\Phi}^{\beta}(x, \mu') + \frac{\alpha}{F(x, \mu)}. \quad (2)$$

Здесь введены обозначения

$$\bar{\Phi}^{\alpha}(x, \mu) = \sum_{q \in \alpha} \psi^q(x, \mu); \quad (3)$$

$$\frac{\alpha}{\sigma(x, \mu)} = \frac{\sum_{q \in \alpha} \sigma^q(x) \Phi^q(x, \mu)}{\sum_{q \in \alpha} \psi^q(x, \mu)}; \quad (4)$$

$$\frac{\beta \alpha}{W}(x, \mu, \mu') = \frac{\sum_{q \in \alpha} \sum_{p \in \beta} W^{pq}(x, \mu, \mu') \psi^p(x, \mu')}{\sum_{p \in \beta} \psi^p(x, \mu')}. \quad (5)$$

Малогрупповые сечения, определенные выражениями (4) и (5), оказываются зависящими от пространственной координаты даже там, где, как принято считать, многогрупповые сечения от нее не зависят (т.е. в пределах слоя защиты, состоящего из одного и того же материала). Кроме того, сечения стали зависеть и от угловой переменной. Это создает определенные трудности при решении малогрупповых уравнений, связанные с тем, что разработанные алгоритмы решения уравнения переноса не учитывают пространственную и угловую зависимости сечений.

Простым выходом из такого положения может служить замена пространственной зависимости сечений их средними значениями по зонам, выделенным в пределах зон одного состава, и замена угловой зависимости сечений средними значениями на полуинтервалах угловой переменной (0,1) и (-1,0), что соответствует движению нейтронов в направлении вперед и назад. В этом случае необходимо внести лишь небольшие изменения в программы решения уравнения переноса типа РОЗ-2, РОЗ-5.

Для учета в указанных выше приближениях пространственной и угловой зависимостей сечений разработана АЛГОЛ-программа РОЗА-М, которая использует метод характеристик с интерполяцией и метод прогонки, а также позволяет корректно учитывать нерассеянное и однократно рассеянное излучения [5].

Полное сечение представляется в виде

$$\bar{\sigma}_k^{\pm} = \pm \int_0^{\pm 1} d\mu \frac{\sum_{q \in \alpha} \sigma_k^q \psi_k^q(\mu)}{\sum_{q \in \alpha} \psi_k^q(\mu)}. \quad (6)$$

Здесь

$$\psi_k^q(\mu) = \frac{1}{\Delta_k} \int_{x_{k-1}}^{x_k} dx \psi^q(x, \mu), \quad (7)$$

где

$$\Delta_k = x_k - x_{k-1}.$$

При получении выражений для малогрупповых дифференциальных сечений рассеяния необходимо конкретизировать форму представления угловой зависимости в весовых функциях $\psi_k^q(\mu)$. Рассмотрим два приближения:

приближение P_1 , в котором
$$\psi_k^q(\mu) \approx \frac{1}{2} \varphi_{k0}^q + \frac{3}{2} \mu \varphi_{k1}^q; \quad (8)$$

приближение $2P_0$, в котором
$$\psi_k^q(\mu) \approx \psi_k^{+q} \eta(\mu) + \psi_k^{-q} \eta(-\mu), \quad (9)$$

где $\eta(\mu)$ - функция Хевисайда.

Полагаем, что дифференциальное сечение рассеяния в многогрупповом уравнении задается в виде разложения

$$W^{pq}(x, \mu, \mu') = \sum_{\ell=0}^L \frac{2\ell+1}{2} \omega_{\ell}^{pq}(x) P_{\ell}(\mu) P_{\ell}(\mu'). \quad (10)$$

Сохраним ту же форму представления и в малогрупповом уравнении. Ниже приведем конкретный вид малогрупповых полных сечений и коэффициентов разложения дифференциального сечения рассеяния, соответствующих весовым функциям вида (8) и (9).

P_1 -приближение:
$$\frac{\alpha}{\sigma_k^{\pm}} = \frac{B}{C} \pm \frac{1}{C} \ln |1 \pm C| \left(A - \frac{B}{C} \right), \quad (11)$$

где

$$A = \frac{\sum_{q \in \alpha} \sigma_k^q \varphi_{k0}^q}{\sum_{q \in \alpha} \varphi_{k0}^q}; \quad B = \frac{3 \sum_{q \in \alpha} \sigma_k^q \varphi_{k1}^q}{\sum_{q \in \alpha} \varphi_{k0}^q}; \quad C = \frac{3 \sum_{q \in \alpha} \varphi_{k1}^q}{\sum_{q \in \alpha} \varphi_{k0}^q}.$$

Отсюда P_0 -приближение получим, если предположим, что $\varphi_{k1}^q = 0$. Тогда

$$\frac{\alpha}{\sigma_k} = \frac{\sum_{q \in \alpha} \sigma_k^q \varphi_{k0}^q}{\sum_{q \in \alpha} \varphi_{k0}^q}; \quad (12)$$

$$\frac{\beta \alpha}{\omega_{kl}} = \frac{\sum_{q \in \alpha} \sum_{p \in \beta} \omega_{kl}^{pq} \varphi_{kl}^p}{\sum_{p \in \beta} \varphi_{kl}^p}. \quad (13)$$

В $2P_0$ -приближении

$$\frac{\alpha}{\sigma_k^{\pm}} = \frac{\sum_{q \in \alpha} \sigma_k^q \psi_k^{\pm q}}{\sum_{q \in \alpha} \psi_k^{\pm q}}; \quad (14)$$

$$\frac{\beta \alpha}{\omega_{kl}^{\pm}} = \frac{\sum_{q \in \alpha} \sum_{p \in \beta} \omega_{kl}^{pq} \psi_k^{\pm p}}{\sum_{p \in \beta} \psi_k^{\pm p}}. \quad (15)$$

Весовые функции $\psi_k^{\pm q}$ (а также φ_{kl}^q), используемые для получения малогрупповых сечений в выражениях (11)-(15), получим из приближенного решения многогруппового уравнения переноса (1) с помощью вариационного принципа Руссопулоса [6] в той форме, которая была использована в работе [7]. Приближенное решение будем искать в виде

$$\psi_k^q(x, \mu) = \left[Y_k^{+q}(x) \eta(\mu) + Y_k^{-q}(x) \eta(-\mu) \right] \Phi_k^{\infty q}(\mu), \quad (16)$$

где $\Phi_k^{\infty q}(\mu)$ — решение многогруппового уравнения переноса в бесконечной однородной среде, состоящей из материала k -й однородной зоны рассчитываемой системы защиты; $Y_k^{\pm q}$ находятся из условия стационарности функционала, определенного в работах [7, 8], что приводит к системе обыкновенных дифференциальных уравнений, которую запишем в векторно-матричной форме

$$\frac{d}{dx} \vec{Y}_k^q(x) + \hat{A}_k^q \vec{Y}_k^q(x) = \vec{B}_k^q \quad (17)$$

с условиями связки на границах зон:

$$\vec{Y}_k^q(x_{k-1}) = \hat{J}_k^q \vec{Y}_{k-1}^q(x_{k-1}). \quad (18)$$

Здесь обозначено

$$\vec{Y}_k^q(x) = \begin{bmatrix} Y_k^{+q}(x) \\ Y_k^{-q}(x) \end{bmatrix};$$

$$\hat{A}_k^q = \left[\begin{array}{c|c} \langle \sigma_k^q \rangle^+ - \langle W_k^{qq} \rangle^{++} & -\langle W_k^{qq} \rangle^{+-} \\ \hline -\langle W_k^{qq} \rangle^{-+} & \langle \sigma_k^q \rangle^- - \langle W_k^{qq} \rangle^{--} \end{array} \right];$$

$$\hat{J}_k^q = \left[\begin{array}{c|c} \langle \mu^q \rangle_{k,k-1}^+ / \langle \mu_{k,k}^q \rangle^+ & 0 \\ \hline 0 & \langle \mu_{k-1,k-1}^q \rangle^- / \langle \mu_{k-1,k}^q \rangle^- \end{array} \right];$$

$$\vec{B}_k^q = \left[\begin{array}{c} \langle F_k^q \rangle^+ + \sum_{p=1}^{q-1} (I_k^{+p} \langle W_k^{pq} \rangle^{++} + I_k^{-p} \langle W_k^{pq} \rangle^{+-}) \\ \hline \langle F_k^q \rangle^- + \sum_{p=1}^{q-1} (I_k^{+p} \langle W_k^{pq} \rangle^{-+} + I_k^{-p} \langle W_k^{pq} \rangle^{--}) \end{array} \right];$$

$$\langle \sigma_k^q \rangle^\pm = \sigma_k^q \left[\pm \int_0^{\pm 1} d\mu \Phi_k^{*q}(\mu) \Phi_k^{\infty q}(\mu) \right] / \langle \mu_{k,k}^q \rangle^\pm;$$

$$\langle W_k^{pq} \rangle^{\pm\pm} = \left\{ \pm \int_0^{\pm 1} d\mu \Phi_k^{*q}(\mu) \left[\pm \int_0^{\pm 1} d\mu' W_k^{pq}(\mu\mu') \Phi_k^{\infty p}(\mu') \right] \right\} / \langle \mu_{k,k}^q \rangle^\pm;$$

$$\langle F_k^q \rangle^\pm = \left[\pm \int_0^{\pm 1} d\mu \Phi_k^{*q}(\mu) \frac{1}{\Delta_k} \int_{x_{k-1}}^{x_k} dx \mathcal{F}^q(x\mu) \right] / \langle \mu_{k,k}^q \rangle^\pm;$$

$$\langle \mu_{k,m}^q \rangle^\pm = \pm \int_0^{\pm 1} d\mu \mu \Phi_k^{*q}(\mu) \Phi_k^{\infty q}(\mu);$$

$$I_k^{\pm q} = \frac{1}{\Delta_k} \int_{x_{k-1}}^{x_k} dx Y_k^{\pm q}(x);$$

$\Phi_k^{*q}(\mu)$ - среднее по зоне k угловое распределение ценности нейтронов q -й группы по отношению к дозе нейтронов за защитой.

В настоящей работе влияние этой функции на значения малогрупповых сечений не исследовалось, и в приведенных выше формулах она предполагалась тождественно равной единице.

Решение уравнения (17) осуществляется методом прогонки, как предлагается в работе [9]. Сначала по рекуррентным формулам

$$\left. \begin{array}{l} \hat{R}_k = \hat{T}_k \hat{R}_{k-1} \\ \vec{V}_k = \hat{T}_k \vec{V}_{k-1} + \vec{S}_k \end{array} \right\} \begin{array}{l} \vec{R}_0 = \hat{E} \quad (\hat{E} - \text{единичная матрица}); \\ \vec{V}_0 = 0, \end{array} \quad (19)$$

где

$$\left. \begin{aligned} \hat{T}_k &= \exp(-\hat{A}_k^q \Delta_k) \hat{J}_k ; \\ \hat{S}_k &= \hat{A}_k^{q-1} [\hat{E} - \exp(-\hat{A}_k^q \Delta_k)] \hat{B}_k \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

$k = 1, 2, 3, \dots, K$ (K - номер последней зоны),

рассчитываются величины \hat{R}_K, \hat{V}_K для последней зоны. Потом из уравнений

$$\left. \begin{aligned} \vec{Y}_K^q(x_K) &= \hat{R}_K \vec{Y}_1^q(x_0) + \vec{V}_K ; \\ \vec{Y}_k^q(x_k) &= \hat{T}_k \vec{Y}_k^q(x_{k-1}) + \hat{S}_k, \quad \text{где } k = 1, 2, \dots, K-1, \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

определяется вектор $\vec{Y}_k^q(x_k)$ на границах зон x_k . После этого можно определить вектор

$$\vec{I}_k^q = \hat{A}_k^{-1} [\hat{J}_k \vec{Y}_{k-1}^q(x_{k-1}) - \vec{Y}_k^q(x_k) + \hat{B}_k^q \Delta_k]. \quad (22)$$

Далее легко получить необходимые функции усреднения:

$$\psi_k^{\pm q} = I_k^{\pm q} \left[\pm \int_0^{\pm 1} d\mu \Phi_k^{\infty q}(\mu) \right]. \quad (23)$$

Используя выражения (17) и (23), можно получить также моменты $\varphi_{k0}^q, \varphi_{k1}^q$. Определение функций усреднения с помощью выражений (17) - (23) требует небольших затрат машинного времени.

Сравниваются результаты расчетов прохождения нейтронов в 2Г-групповом приближении [2] с 3-групповыми расчетами для слоя воды толщиной 30 см и 5-групповыми расчетами для гетерогенной защиты, состоящей из чередующихся слоев из нержавеющей стали (три слоя) толщиной 16 см каждый и слоев графита (два слоя) толщиной 20 см. Выбраны следующие границы групп: 3-групповые - 10,5 - 0,1 МэВ; 0,1 МэВ - 4,65 эВ, 4,65 - 0,01 эВ; 5-групповые - 10,5 - 0,8 МэВ; 0,8 - 0,1 МэВ; 100 - 0,465 кэВ; 465 - 0,215 эВ; 0,215 - 0,01 эВ.

Для расчетов защиты из воды использовался источник нейтронов реактора БР-5 (Б-2) с косинусоидальным угловым распределением, а для гетерогенной защиты - плоский мононаправленный источник, предложенный в тестовой задаче 3 Второй Всесоюзной конференции по защите от ионизирующих излучений ядерно-технических установок (МИФИ, 1978 г.). Результаты сравнения малогрупповых и многогрупповых расчетов приведены в таблице. Здесь рассмотрены данные по потоку быстрых нейтронов ($E > 0,1$ МэВ) за защитой:

$$\varepsilon_f = \frac{\psi_{21}(h) - \psi_M(h)}{\psi_{21}(h)} \%,$$

а также мощности дозы за защитой:

$$\varepsilon_D = \frac{D_{21} - D_M}{D_{21}} \%.$$

где $\psi_{21}(h), D_{21}$ - величины, рассчитанные в 2Г-групповом приближении; $\psi_M(h), D_M$ - величины, рассчитанные в малогрупповом приближении.

Анализ данных, приведенных в таблице, показывает, что в исследуемых примерах предложенный приближенный метод учета пространственной и угловой зависимостей потока нейтронов при подготовке малогрупповых сечений позволяет при значительном уменьшении числа групп (с 2Г до 3-5) и экономии машинного времени получить достаточно точные результаты. Малогрупповые расчеты, проведенные с усреднением по стандартному спектру [2, 3], различаются в 4-12 раз.

Относительная погрешность (в процентах) результатов малогрупповых расчетов в различных приближениях

Рассчитываемая система	Число зон	Рассчитываемый функционал	Усреднение по стандартному спектру	Расчет по предлагаемому методу					
				P_0	P_0^X	$2P_0$	$2P_0^X$	P_I	P_I^X
30 см H_2O	I	ϵ_f	95	96	90	95	86	94	82
		ϵ_D	92	94	94	93	92	92	84
	5	ϵ_f	-	66	46	48	34	30	26
		ϵ_D	-	67	51	49	36	34	32
	10	ϵ_f	-	59	39	38	13	16	13
		ϵ_D	-	60	44	40	16	19	20
16 см сталь+ 20 см графит+	5	ϵ_f	- 156	-	21	-	12	-	13
		ϵ_D	- 47	-	35	-	27	-	36
16 см сталь+ 20 см графит+ 16 см сталь	II ^{XX}	ϵ_f	-	-	19	-	12	-	13
		ϵ_D	-	-	33	-	23	-	27

^X Расчет нерассеянного излучения и его источника проводился в многогрупповом приближении.

^{XX} Введены три дополнительные зоны в каждом слое стали.

Следует отметить, что в малогрупповых расчетах водородсодержащей защиты при подготовке констант необходимо корректно учитывать как угловую, так и пространственную зависимости потока, в то время как в аналогичных расчетах гетерогенной железо-углеродной защиты детализация пространственной зависимости потока имеет меньшее значение. Это объясняется степенью деформации пространственно-угловой зависимости потока нейтронов в рассматриваемых защитах.

На рис.1 изображена пространственно-угловая зависимость полного сечения воды в интервале энергий 10,5 - 0,1 МэВ, а на рис.2 показано пространственное распределение потока быстрых нейтронов в воде, рассчитанное в различных приближениях.

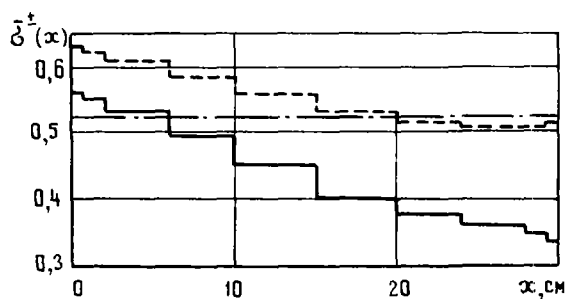


Рис.1

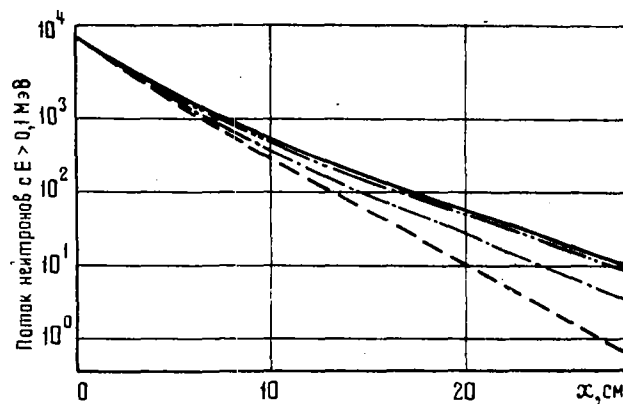


Рис.2

Рис.1. Пространственно-угловая зависимость малогруппового полного сечения воды, усредненного в интервале энергий 10,5-0,1 МэВ: — — — расчет $\bar{\sigma}^+$ по формуле (14); - - - - расчет $\bar{\sigma}^-$ по формуле (14); - - - - - усреднение по стандартному спектру

Рис.2. Пространственное распределение потока быстрых нейтронов ($E > 0,1$ МэВ) в защите из воды толщиной 30 см, рассчитанное в различных приближениях. Расчеты в одnogрупповом приближении: - - - - с усреднением сечений по стандартному спектру; - - - - - с учетом пространственной зависимости сечений, — — — с учетом пространственно-угловой зависимости; — — — — 9-групповой расчет

Предложенный в настоящей работе метод можно распространить и для подготовки многогрупповых сечений к расчетам неоднородной защиты, если использовать для получения потоков усреднения эффективный метод работы [8].

Список литературы

1. Бергелъсон Б.Р., Суворов А.П., Горлин Б.З. Многогрупповые методы расчета защиты от нейтронов. М., Атомиздат, 1970.
2. Ткачев В.Д., Хохлов В.Ф. Обеспечение расчетов защиты многогрупповыми нейтронными константами (комплекс программ ОБРАЗ). - В кн.: Радиационная безопасность и защита АЭС. Под ред. Ю.А.Егорова. М., Атомиздат, 1976, вып. 2, с. 197.
3. Базазянц Н.О., Вырский М.Ю., Гермогенова Т.А. и др. АРАМАКО-2F - система обеспечения нейтронными константами расчетов переноса излучения в реакторах и защите. - Препринт ИИМ АН СССР. М., 1976.
4. Гермогенова Т.А., Журавлев В.И., Суворов А.П., Уткин В.А. Численные методы решения краевых задач для уравнения переноса в теории радиационной защиты реактора. - В кн.: Вопросы физики защиты реакторов. Под ред. Д.Л.Бродера и др. М., Атомиздат, 1972, вып. 5, с. 22.
5. Хохлов В.Ф., Ткачев В.Д., Рейтблат Б.Л., Шейно И.Н. Подгрупповой метод учета пространственного распределения нерассеянных и однократно рассеянных нейтронов в многогрупповых расчетах защиты. - Атомная энергия, 1978, т. 44, вып. 4, с. 324.
6. Romping G.C. A derivation of variational Principle for in homogeneous equations. - Nucl. Sci. and Engng., 1967, v, 29, p. 220-236.
7. Хохлов В.Ф., Шейно И.Н. Метод расчета вариации функционалов полей излучения при изменении параметров защиты в широких пределах. - Атомная энергия, 1978, т. 45, вып. 2, с. 112.
8. Давыдов В.И., Шихов С.Б. Аналитическое решение многозонной критической задачи в S_p -приближении метода Карлсона. - В кн.: Теория и физика реакторов. Под ред. Л.Н.Юровой. М., Атомиздат, 1967, с. 13.
9. Шейно И.Н., Хохлов В.Ф., Рейтблат В.Л. Вариационно-синтетический метод расчета прохождения излучений через осесимметричные системы. - В кн.: Тезисы докладов на Первой Всесоюзной научной конференции по защите от ионизирующих излучений ядерно-технических установок. М., МИФИ, 1974, с. 26.

УДК 539.170

КОРРЕКТИРОВКА ДЕТАЛЬНОЙ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЗАВИСИМОСТИ ПОЛНОГО НЕЙТРОННОГО СЕЧЕНИЯ

В.Н.Виноградов, Е.В.Гай, Н.С.Работнов, В.В.Филипов

CORRECTIONS TO THE DETAILED ENERGY DEPENDENCE OF THE TOTAL NEUTRON CROSS-SECTION. A method of taking into account the energy resolution based on rational approximation is applied to correct the detailed energy dependence of the total neutron cross-section with chromium nuclei taken as an example. The influence of the resolution on the calculated values of the transition functions for chromium samples of various thicknesses is discussed.

В работах [1, 2] предложен метод обработки, анализа и оценки энергетических зависимостей нейтронных сечений, основанный на использовании приближения Паде второго рода (дробно-рациональной аппроксимации) для описания резонансных кривых. В рамках это-

го метода можно сравнительно просто учесть конечное разрешение измерительной аппаратуры и ввести соответствующие поправки [3]. В настоящей работе указанный метод применяется для корректировки энергетической зависимости полного нейтронного сечения с целью выяснить влияние учета разрешения на расчетные значения пропускания при прохождении нейтронов через образцы вещества. В качестве примера для обработки выбрано полное сечение хрома в интервале энергий нейтронов 0,76–1,07 МэВ.

Работа включала следующие этапы:

1. Экспериментально измеренная энергетическая зависимость полного нейтронного сечения $\sigma_t(E)$ [4] аппроксимировалась дробно-рациональным выражением

$$\frac{P^{N-1}(E)}{Q^N(E)} = \sum_{i=1}^{\ell} \frac{\alpha_i(E - \varepsilon_i) + \beta_i}{\gamma_i^2 + (E - \varepsilon_i)^2}, \quad (1)$$

где P^{N-1} и Q^N – полиномы степеней $N-1$ и N . Коэффициенты полиномов, а по ним и значения резонансных параметров в правой части определялись с помощью алгоритма, описанного в работах [1, 2]. Измерения выполнены на электростатическом генераторе Ван-де-Граафа ФЭИ на нейтронах, получаемых в реакции $T(p, n)$.

2. Для установления вида функции разрешения в работе [4] аналогичная аппроксимация выполнена для двух эталонных кривых пропускания на резонансе углерода при $E_n = 2,08$ МэВ: кривой, измеренной в условиях работы [4], и кривой, рассчитанной по последним рекомендованным значениям резонансных параметров [5] (рис.1). Это позволило методом, описанным в работе [3], получить выражение типа (1) для функции разрешения, которая, по предположению, является разностной, т.е. наблюдаемая зависимость $\sigma_t(E)$ связана с истинной $\sigma_t^*(E)$ соотношением

$$\int_{-\infty}^{\infty} \sigma_t^*(E') \varphi(E - E') dE' = \sigma_t(E), \quad (2)$$

где φ – функция разрешения. При разностном ядре любую однозначную функцию сечения, какой является пропускание на тонком образце фиксированной толщины, можно использовать вместо самого сечения. Ширина функции разрешения оказалась равной примерно 7 кэВ.

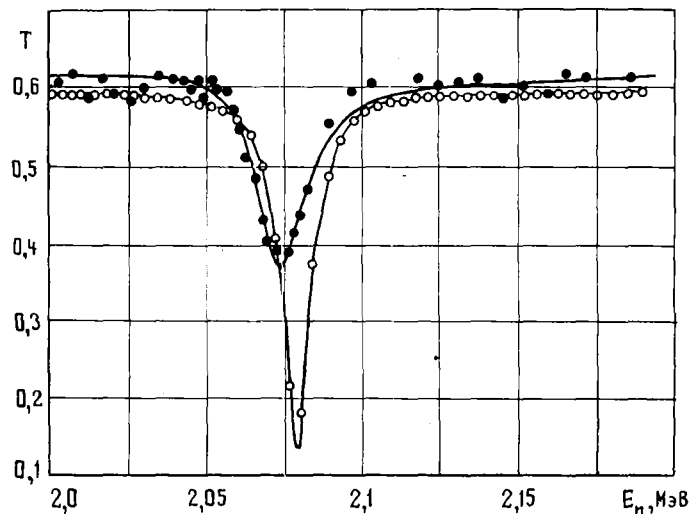


Рис.1. Экспериментальные (●) и расчетные (○) эталонные значения пропускания T на углероде, использованные для получения функции разрешения. Сплошные кривые – Паде-аппроксиманты вида (1). В обоих случаях оказалось достаточным $\ell = 1$.

3. Полученное выражение для функции разрешения было использовано для определения тем же методом скорректированной кривой $\sigma_t^*(E)$. На рис.2 изображены исходные экспериментальные точки и скорректированная кривая 2. Приведены также новейшие данные по полному сечению хрома в этом энергетическом интервале, взятые из библиотеки оцененных данных [6] (кривая 3). При составлении этих данных использованы измерения с разрешением примерно на порядок более высокий, чем в работе [4], которые обнаруживают более детальную структуру. Прямая 1 – среднее значение полного сечения в указанном интервале.

4. Все четыре зависимости $\sigma_t(E)$, представленные на рис.2 и в разной степени учитывающие резонансную структуру сечения в указанном интервале (постоянное среднее сечение, непосредственные результаты измерений [4], скорректированные сечения и детальная кривая из файла оцененных данных), использованы для расчетов зависимости средней по интервалу величины пропускания нейтронного пучка от толщины образца хрома. Результаты расчетов представлены на рис.3, где они сравниваются с результатами прямых измерений пропускания при различных толщинах, полученными в работе [7].

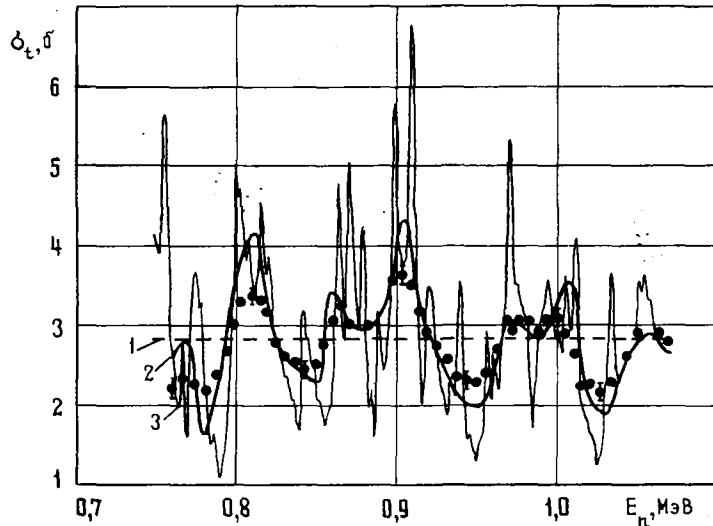


Рис.2. Энергетическая зависимость полного сечения хрома в интервале $0,76 \leq E \leq 1,07$ МэВ с разной степенью детализации резонансной структуры.

Пропускание T как функция толщины образца t рассчитывалось по формуле

$$\bar{T} = \int_{\Delta E} \exp[-\sigma_t(E)] dE / \Delta E, \quad (3)$$

причем при использовании экспериментальной зависимости $\sigma_t(E)$ между точками применялась линейная интерполяция.

Как и следовало ожидать, каждая попытка детализации резонансной структуры сечения приводит к увеличению расчетных значений пропускания, которые последовательно приближаются к результатам прямых измерений. В частности, заметное повышение пропускания дает и корректировка, учитывающая разрешение, хотя она, разумеется, не приводит к восстановлению деталей структуры, характерный период которых много меньше ширины линии разрешения.

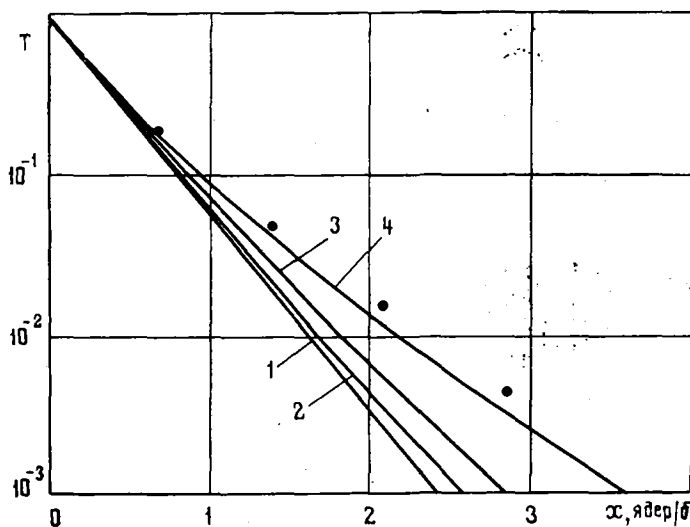


Рис.3. Расчетные и экспериментальные (\bullet) значения среднего пропускания T в зависимости от толщины образца хрома x . Кривые соответствуют разной степени учета резонансной структуры, т.е. зависимостям $\sigma_t(E_n)$, приведенным на рис.2: 1 - постоянное среднее сечение; 2 - нескорректированные экспериментальные значения сечения из работы [4]; 3 - скорректированные значения сечения; 4 - файл оцененных данных [6]

Данная работа носит чисто методический характер. Основная цель ее – проверка устойчивости Падэ-аппроксимации применительно к обратной задаче теоретической спектроскопии на примере нейтронных измерений. Поэтому, в частности для получения функции разрешения, были использованы результаты при более высоких энергиях (около 2 МэВ вместо 1 МэВ), хотя более последовательным было бы проведение эталонных измерений в рассматриваемом интервале. Полученные результаты показывают, что метод Падэ-аппроксимации может быть использован не только для описания экспериментальных энергетических зависимостей, но и для их корректировки с учетом разрешения с последующим применением полученных функций, имеющих простой аналитический вид, а также для различных нейтронно-физических расчетов, в частности при расчетах защиты.

Список литературы

1. В и н о г р а д о в В.Н., Г а й Е.В., Р а б о т н о в Н.С. Препринт ФЭИ-484. Обнинск, 1974.
2. В и н о г р а д о в В.Н., Г а й Е.В., Р а б о т н о в Н.С. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. М., Атомиздат, 1975, вып. 20, с.13.
3. В и н о г р а д о в В.Н., Г а й Е.В., Р а б о т н о в Н.С. О вероятности появления ложных пиков при обработке резонансных кривых – В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. М., ЦНИИатоминформ, 1977, вып.25, с.81.
4. Ф и л и п п о в В.В., Н и к о л а е в М.Н. Бюллетень Информационного центра по ядерным данным. М., Атомиздат, 1966, вып. III, с.102.
5. M u g h a b h a b S., G a r b e r D. Neutron Cross-Sections. BNL - 325. Third Edition. 1973, v.1.
6. Б и ч к о в В.М., В о з я к о в В.В., М а н о х и н В.Н. и др. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. М., ЦНИИатоминформ, 1976, вып.23, с.28.
7. Ф и л и п п о в В.В., Н и к о л а е в М.Н. Доклад АСС-68-23 на Англо-советском семинаре "Ядерные константы для расчета реакторов" (Дубна, 1968). INDC-ССР 16/L. Vienna, IAEA, 1971, p.68.

УДК 539.170

СПЕКТРЫ НЕЙТРОНОВ ПРОСТРЕЛА И ПЛОТНОСТЬ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОЛНОГО НЕЙТРОННОГО СЕЧЕНИЯ

А.Н.Г л у х о в е ц, Г.А.М я к и ш е в, М.З.Т а р а с к о,
В.В.Ф и л и п п о в

THE SPECTRA OF UNSCATTED NEUTRONS AND TOTAL NEUTRON CROSS-SECTION PROBABILITY DISTRIBUTION. The results of neutron transmission function $T(t)$ measurements in "good geometry" conditions for Fe, Ni and Ti are discussed. Values of $T(t)$ obtained by neutron time-of-flight linac method and by using continuous neutron beam transmission through hydrogen are compared with the results measured on neutrons of $T(p,n)$ reaction. The examples of total neutron cross-section probability distributions $F(\zeta)$ obtained from measured transmission $T(t)$ are presented.

Вероятность взаимодействия нейтронов с ядрами вещества, или полное нейтронное сечение, является одной из основных ядерно-физических констант, необходимых при расчетах распространения нейтронов в средах. Для большинства конструкционных материалов эта величина характеризуется сложной энергетической зависимостью, которая зачастую выявлена недостаточно надежно вследствие трудностей проведения экспериментов с высоким энергетическим разре-

нием. Вместе с тем для групповых расчетов информация о детальной энергетической зависимости оказывается избыточной, поскольку сечения в пределах группы принимаются постоянными, а эффекты резонансной структуры учитываются с помощью факторов резонансной самоэкранировки [1]. Последние же наиболее надежно определяются в экспериментах по измерению неэкспоненциальности функций пропускания [2], откуда может быть найдена плотность распределения полного нейтронного сечения [3], представляющая значительный интерес. Необходимость соблюдения условий "хорошей геометрии" при измерении функций пропускания эквивалентна выделению непроизводившего компонента исходного пучка. Таким образом, восстановление плотности распределения полного нейтронного сечения и моментов связано с измерением спектров прострельного излучения.

Большинство измерений функции пропускания выполнено для конструкционных материалов двумя различными методиками: в первой [4] использован детектор, близкий к всеволновому, а относительно узкий спектр нейтронов формировался в реакции на ускорителе Ван-де-Граафа; другой методикой [5, 6] измерялись спектры нейтронов прострела реакции $T(p,n)^3He$ за исследуемыми образцами на реакторном пучке с применением сцинтилляционного спектрометра и с разделением импульсов от нейтронов и γ -квантов по их форме. Ввиду отмечавшегося [7] несовпадения пропускания толстых образцов железа, полученных этими методиками, было решено поставить эксперименты, реализующие другие пути: по времени пролета и по пропусканию через водород на реакторном пучке.

Спектры прострела железа были измерены на времяпролетном спектрометре при ДУЭ-25 в Институте медицинской радиологии АМН СССР на базе I20 м с разрешением 7 нс/м. Подробно спектрометр описан в работах [8,9]. На расстоянии 30 м от источника нейтронов за коллиматорами диаметром 5 см помещали исследуемые образцы Армико-железа размером 100 x 100 мм в сечении и толщиной 100 - 500 мм. В конце пролетной базы располагали детектор - редкоземельную плиту (смесь редкоземельных элементов с парафином), находящуюся между четырьмя кристаллами NaJ (Tl).

На рис.1 изображены измеренные спектры нейтронов прострела четырех толщин железа, приведенные к одному монитору. Здесь учтен лишь не зависящий от времени компонент фона. Отметим линейный характер прострельных спектров, отражающий значительную роль минимумов полного нейтронного сечения.

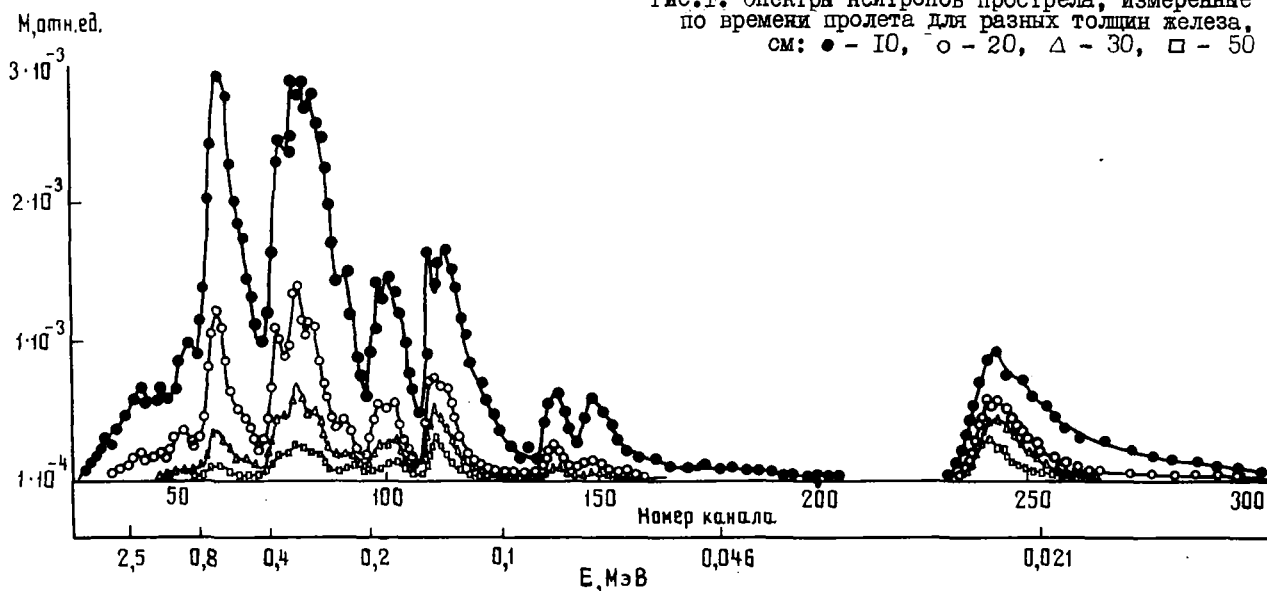


Рис.1. Спектры нейтронов прострела, измеренные по времени пролета для разных толщин железа, см: ● - 10, ○ - 20, Δ - 30, □ - 50

Энергетическое разрешение ниже 2,5 МэВ было меньше ширины групп в 26-групповой системе констант [1], поэтому рассчитать из полученных данных групповые спектры нейтронов прострела не составляло труда (рис.2). Спектр открытого пучка нормирован на единицу, а спектры за разными толщинами железа нормированы на интеграл пропускания данного образца в диапазоне энергий 10 кэВ - 10 МэВ. Провал в спектре открытого пучка в пятой группе связан с наличием гелия в нейтронороде спектрометра.

Установка УИСП на пучке реактора БР-10 [10, 11] характеризуется высокой коллимированностью пучка (1-3 см при расстоянии между активной зоной реактора и детектором 15 м) и значительным потоком нейтронов (до $10^8 - 10^9$ нейтр./с) в районе детектора (борный счетчик в парафине), что позволяет исследовать большие толщины вещества, варьируя при этом загрузку детектора путем коллимирования пучка.

Для восстановления прострельных спектров измеряли уменьшение скорости счета детектора при введении в пучок различных (до 50 см) толщин полиэтилена. Примеры полученных зависимостей для некоторых образцов показаны на рис.3. Чувствительность данного метода восстановления прострельных спектров характеризуется различием функций пропускания нейтронов через полиэтилен для разных образцов. Искомые спектры находили методом наименьшего направленного расхождения [12].

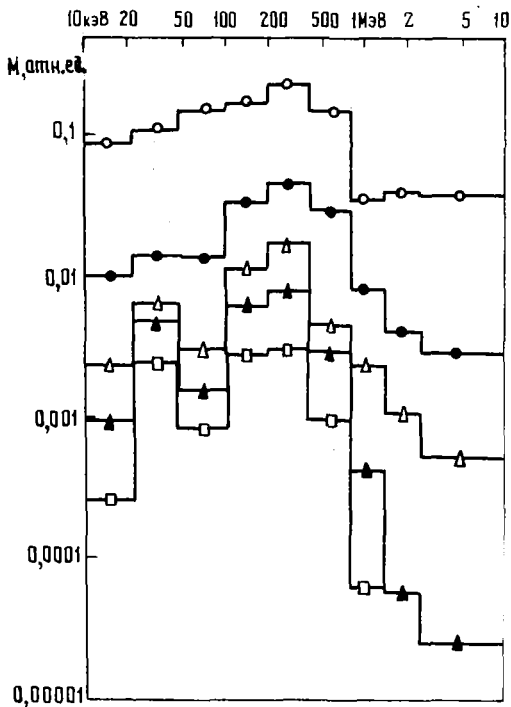


Рис.2

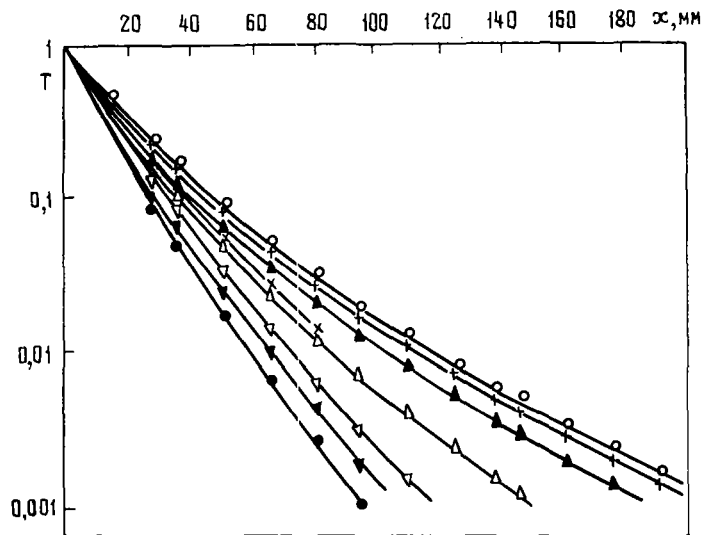


Рис.3

Рис.2. Групповые спектры нейтронов (о - открытого пучка) за разными толщинами железа, см:
● - 10; ▲ - 20; ▲ - 30; □ - 50

Рис.3. Функции пропускания нейтронов реакторного пучка через полиэтилен толщиной x , измеренные в условиях хорошей геометрии, за разными толщинами: ▲ - 6,4 см железа; ▼ - 62,8 см железа; ● - 100 см железа; + - 6 см никеля; × - 63,4 см никеля; Δ - 21,8 см титана; ▽ - 43 см титана; о - открытый пучок

На рис.4 показаны функции пропускания нейтронов для железа, никеля и титана, измеренные на ускорителе Ван-де-Граафа [3]. Сопоставление этих величин со значениями, полученными в данной работе двумя другими методами для одной из групп системы [1], показано на рис.5. Отметим хорошее согласие данных для этой группы, относящейся к району максимума большинства реакторных спектров, когда замедление невелико.

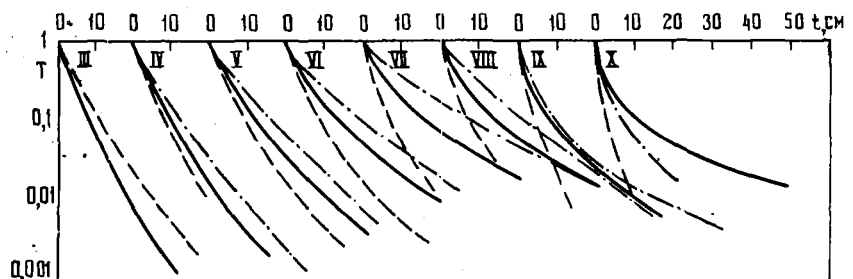
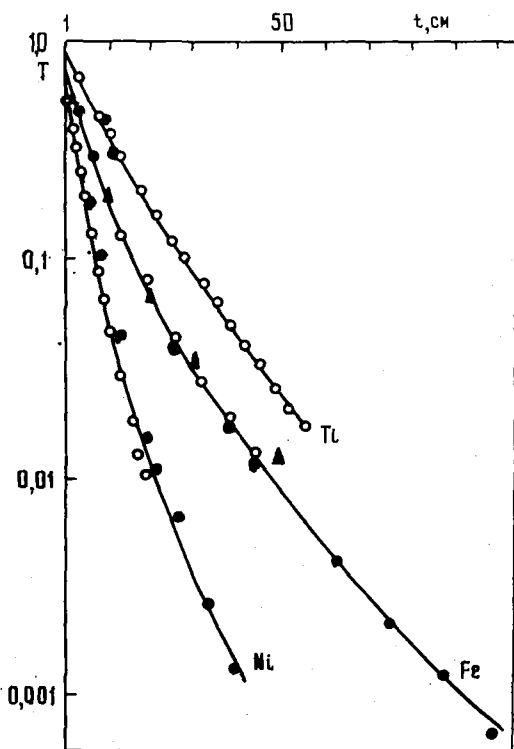


Рис.4. Функции пропускания нейтронов для железа (—), никеля (---) и титана (-·-·-) в группах III-X 26-групповой системы констант (t - толщина образца)

Хотя измерение функций пропускания является эффективным методом получения характеристик резонансной структуры сечения и для однокомпонентных сред может давать исчерпывающую информацию, наличие в реальных ситуациях смеси одновременно нескольких элементов осложняет применение полученных данных в расчетах. На пучке нейтронов реакции $T(p,n)$ в энергетическом интервале 0,3–0,6 МэВ измерялись пропускания железа, никеля и образцов их смесей (рис.6). Можно видеть, что смешивание этих элементов приводит к уменьшению эффектов самоэкранировки, что выражается в приближении функции пропускания к экспоненциальной зависимости.



Хотя концепция сечения разбавления [1] позволяет учитывать это обстоятельство, применять ее следует с известной осторожностью ввиду возможной корреляции в полных сечениях смешиваемых элементов (смесь должна трактоваться как новый элемент).

Рис.5. Сравнение результатов измерений функции пропускания T нейтронов в интервале энергий 0,2–0,4 МэВ различными методиками для седьмой группы 26-групповой системы констант. Результаты измерений: \circ - на нейтронах реакции $T(p,n)$ (ускоритель Ван-де-Граафа); \bullet - пропускания через полиэтилен на реакторном пучке; \blacktriangle - по времени пролета на нейтронном спектрометре на базе ДЭУ-25

На рис.7 приведены восстановленные из групповых функций пропускания плотности распределения нейтронного сечения. Поскольку эта плотность обратно пропорциональна производной полного нейтронного сечения по энергии, максимумы на рис.7 могут быть связаны с экстремальными значениями (минимальным, максимальным и потенциальным сечениями). Эти максимумы зависимости $P(\sigma)$ соответствуют характеристикам метода подгрупп [13], в котором для непрерывной величины, какой является полное сечение, принимается дискретная форма плотности распределения.

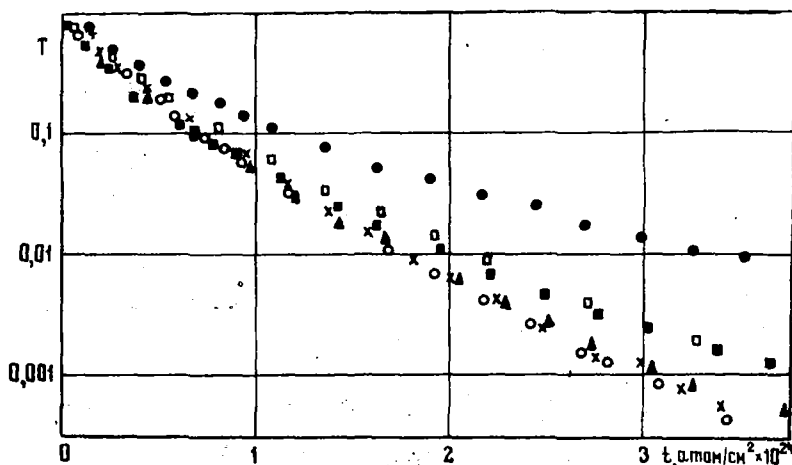


Рис.6. Функции пропускания нейтронов для железа (\bullet), никеля (\blacksquare) и их различных смесей:
 \times - 0,634 железа + 0,366 никеля;
 \circ - 0,465 железа + 0,535 никеля;
 \blacktriangle - 0,303 железа + 0,697 никеля;
 \square - ЗЯ-IT (0,73 железа + 0,18 хрома + 0,09 никеля)

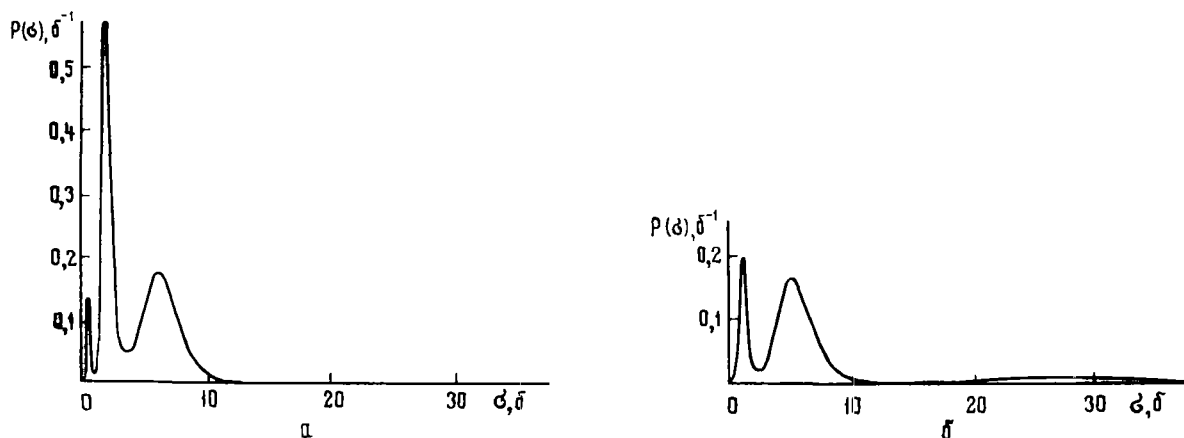


Рис.7. Пример групповой плотности $P(\delta)$ распределения полного нейтронного сечения для железа в интервале 100-200 кэВ (а) и 21-46 кэВ (б)

Список литературы

1. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Бондаренко И.И., Николаев М.Н., Групповые константы для расчета ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1964.
2. Николаев М.Н., Филиппов В.В., Бондаренко И.И. - Атомная энергия, 1963, т.15, с.493.
3. Филиппов В.В., Тараско М.З. Измерение плотности распределения полного нейтронного сечения. - В кн.: Нейтронная физика (Материалы 3-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 9-13 июня 1975 г.). М., ЦНИИатоминформ, 1976, ч.2, с.57-61.
4. Филиппов В.В., Николаев М.Н. Доклад АСС-68/17 на Англо-советском семинаре "Ядерные константы для расчета реакторов" (Дубна, 1968). IJNC - USSR 16/L. Vienna, IAEA, 1971, p.67.
5. Кухтевич В.И., Триков Л.А., Триков О.А. Бюллетень Информационного центра по ядерным данным. 1967, вып.4, с.534.
6. Егоров Ю.А. и др. Вопросы физики защиты реакторов. М., 1974, вып.6, с.158.
7. Филиппов В.В. Ядерные константы. 1972, М., ЦНИИатоминформ, вып.8, ч.1, с.39.
8. Дойльицын Е.Я. и др. Преприят ФЭИ-678. Обнинск, 1976.
9. Мякишев Г.А., Филиппов В.В. Тезисы докладов на Второй Всесоюзной конференции по защите от ионизирующих излучений ядерно-технических установок. М., Изд.МИФИ, 1978, с.86.
10. Филиппов В.В., Литяев В.М. Спектры рассеянных нейтронов и самоэкранировка нейтронных сечений железа. - В кн.: Нейтронная физика (Материалы 4-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 18-22 апреля 1977 г.). М., ЦНИИатоминформ, 1977, ч.2, с.37-43.
11. Филиппов В.В., Глуховец А.Н. Преприят ФЭИ-823. Обнинск, 1978.
12. Тараско М.З. Об одном методе решения системы линейных уравнений. - Преприят ФЭИ-156. Обнинск, 1969.
13. Хохлов В.Ф., Николаев М.Н. Подгрупповая система констант. - Ядерные константы. М., ЦНИИатоминформ, 1972, вып.8, ч.2, с.119.

NUCLEAR CONSTANTS FOR SOLVING HIGH ENERGY RADIATION PHYSICS PROBLEMS. The constant system acquisition with consideration for the experimental data published in recent years for high energy radiation physics is discussed in this paper. Information on the double differential distributions is given.

В работе [1] предпринята попытка построить аппроксимирующие выражения для описания двойных дифференциальных распределений вторичных частиц, возникающих в неупругих нуклон-ядерных взаимодействиях при энергиях первичных нуклонов $E_0 \geq 10$ МэВ. Энергетический спектр вторичных частиц представлен в факторизованной форме $dN/dE = C(E_0) \varphi(E)$. Это позволило в компактном виде записать систему ядерных констант для использования в теории переноса частиц высоких энергий. Полученные на основе этой системы констант расчетные данные по прохождению частиц высоких энергий через вещество удовлетворительно отражали соответствующие экспериментальные данные в широком диапазоне энергий первичных и вторичных частиц. Однако представление энергетического спектра вторичных частиц в факторизованной форме не давало возможности воспроизвести некоторые тонкости спектров: эффект квазиупругого рассеяния при энергиях в сотни мегаэлектронвольт; независимость среднего числа ρ - и δ -частиц в ядерных эмульсиях от начальной энергии при $E_0 \geq 10$ ГэВ; существенное различие энергетических спектров π -мезонов и нуклонов в области энергий $E \sim E_0$ и т.д. Это послужило основанием к дальнейшему совершенствованию системы констант.

При построении новой системы констант во многом учитывались принципы, положенные в основу системы [1], причем значения констант были уточнены в соответствии с экспериментальными данными, полученными за последние годы. Был использован тот же принцип нормировки двойных дифференциальных сечений, а также сохранен общий вид функции, описывающей корреляцию между энергией и углом эмиссии вторичных частиц.

Двойные дифференциальные распределения в данной работе получены в лабораторной системе координат и представляют собой набор несложных формул, выражающихся в элементарных функциях. Непрерывными аргументами в формулах являются: кинетическая энергия первичной частицы E_0 , кинетическая энергия вторичных частиц E (для вторичных нуклонов $0 \leq E \leq E_0$, а для вторичных π -мезонов $0 \leq E \leq E_{\text{макс}}$, где $E_{\text{макс}}$ - максимально возможное значение энергии, определяемое кинематическими соотношениями), угол эмиссии $0 \leq \theta \leq 180^\circ$, относительная атомная масса ядра мишени (кроме $A = 1$ и $A = 2$, задаваемых дискретно). Дискретными аргументами служат: тип первичной частицы - протон, нейтрон; тип вторичной частицы - протон, нейтрон, π^+ , π^0 и π^- -мезоны.

Рождение K -мезонов может быть в простейшем случае учтено их долей в общем числе частиц. В формулах предполагается, что все рождающиеся мезоны есть π -мезоны.

С формальной точки зрения возможно использование выражений для спектрально-угловых распределений и в случае первичных π -мезонов. Относительная бедность соответствующей экспериментальной информации (особенно в области средних энергий) не позволяет ввести при этом соответствующие коррективы.

На рис.1-7 в достаточно широком интервале изменения переменных приведены экспериментальные данные о двойных дифференциальных распределениях и соответствующие им результаты расчетов. Приведенное сравнение достаточно полно отражает степень воспроизведения экспериментальных данных. Как и в работе [1], здесь рассматриваются только так называемые прямые адрон-ядерные взаимодействия. Эмиссия вторичных нуклонов и тяжелых частиц, проходящая в рамках каскадно-испарительной модели через образование составного ядра, требует специального рассмотрения.

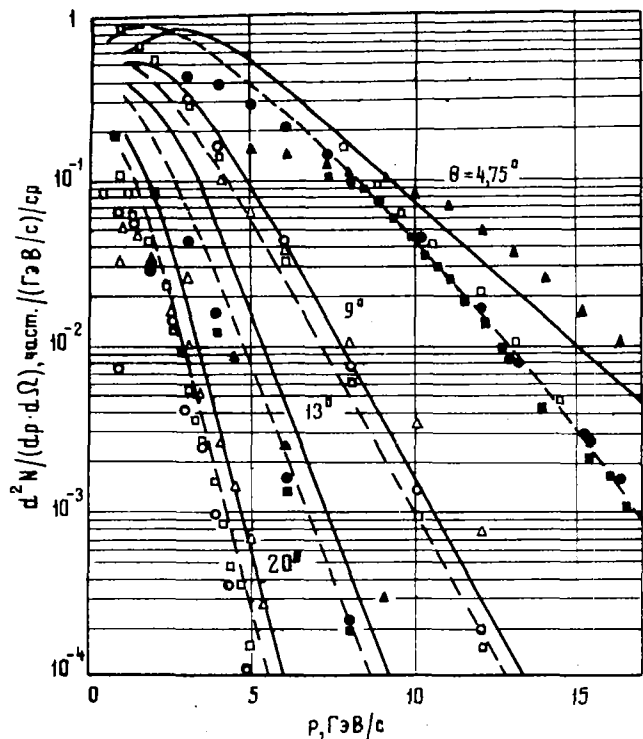


Рис.5

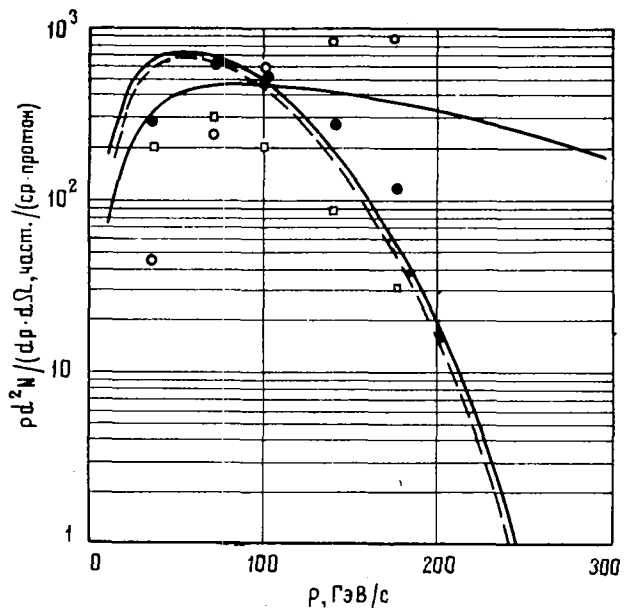


Рис.6

Рис.5. Дифференциальные распределения вторичных частиц в $p+Be$ - и $p+Al$ -взаимодействиях ($E_0=30$ ГэВ). Экспериментальные данные $[8]$ для бериллиевой (светлые точки) и алюминиевой (темные точки) мишеней. Расчетные данные настоящей работы для $p+Be$ -взаимодействия: — — — протоны; - - - π^+ -мезоны (число π^- -мезонов на 20% меньше числа π^+ -мезонов)

Рис.6. Дифференциальные распределения вторичных частиц, испускаемых из бериллиевой мишени под действием протонов ($E_0 = 300$ ГэВ, $\theta = 3,6$ мрад). Экспериментальные данные $[9]$: \circ - протоны; \bullet - π^+ -мезоны; \square - π^- -мезоны. Кривые - расчет настоящей работы

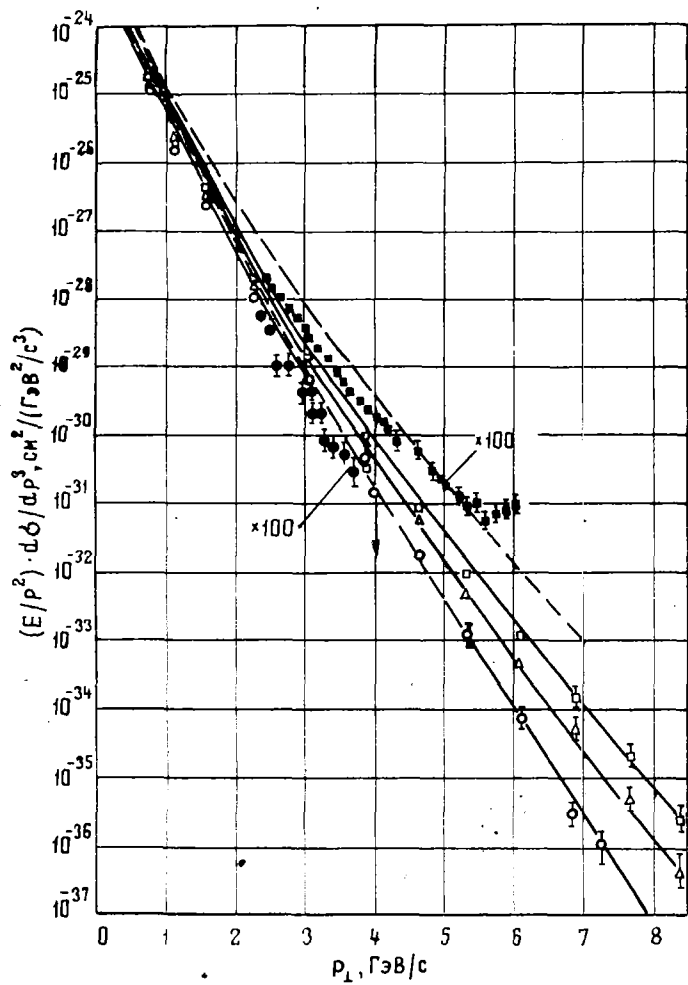


Рис.7. Инвариантное сечение образования π^- -мезонов в $p+W$ -взаимодействии и π^0 -мезонов в $p+r$ -взаимодействии (p_\perp - поперечный импульс). Экспериментальные данные $[10]$ для $p+W$ -взаимодействий ($\theta = 4,41^\circ$) при E_0 , ГэВ: \square - 400, \triangle - 300, \square - 200; \bullet и ϕ - экспериментальные данные $[11]$ для $p-r$ -взаимодействий ($\theta = 90^\circ$), полученные на встречных протонных пучках. Расчетные данные настоящей работы: — — — для $p+W$ -взаимодействий; - - - для $p-r$ -взаимодействий

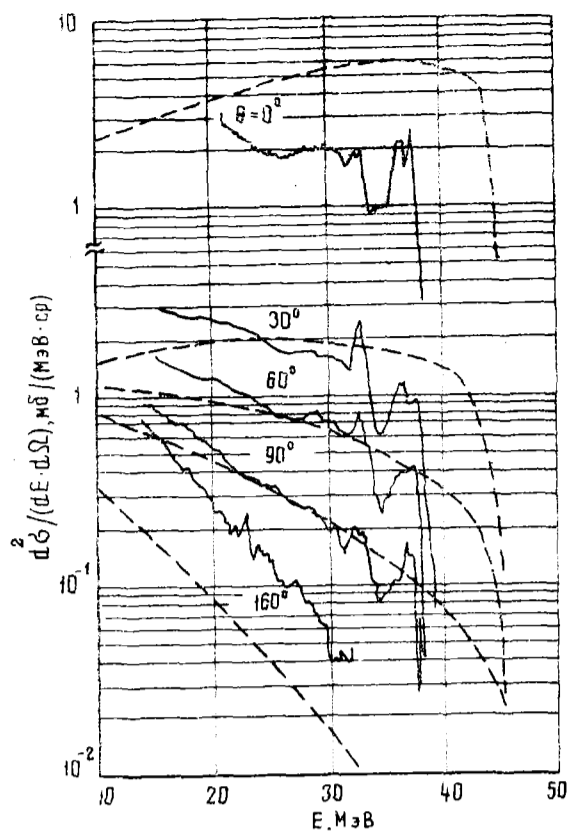


Рис.1

Рис.1. Дифференциальные сечения образования вторичных нейтронов в $p+^{90}\text{Zr}$ -взаимодействии ($E_0=45$ МэВ). Сплошные кривые - экспериментальные данные [2]; пунктир - расчет настоящей работы

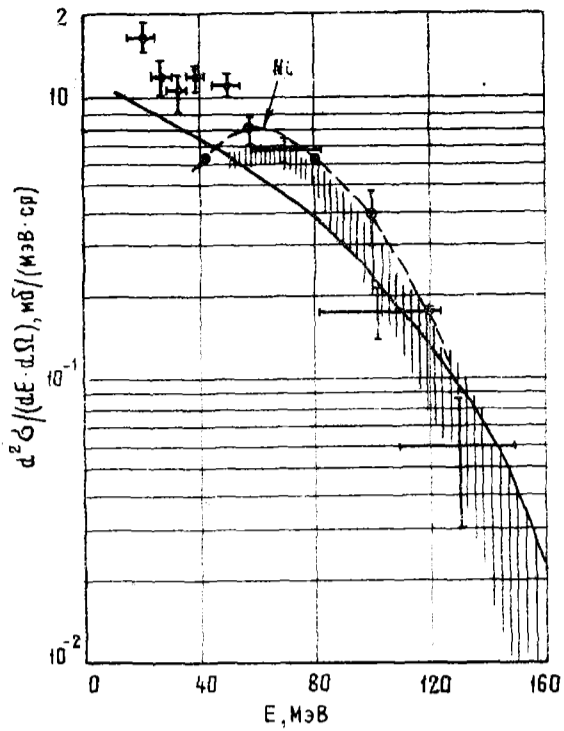


Рис.2

Рис.2. Дифференциальное сечение образования вторичных протонов в $p+^{59}\text{Co}$ ($p+^{58}\text{Ni}$)-взаимодействии ($E_0=160$ МэВ, $\theta=60^\circ$). Эксперименты: \square - [3]; \circ - [4]; ||||| - [5]. Сплошная кривая - расчет настоящей работы

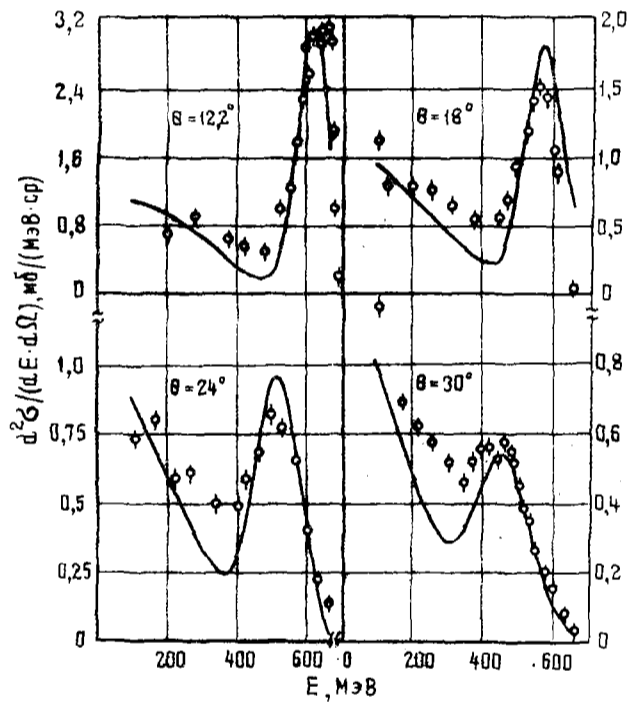


Рис.3

Рис.3. Дифференциальные сечения образования вторичных протонов в $p+\text{Si}$ -взаимодействии ($E_0=660$ МэВ). Точки - эксперимент [6], кривые - расчет настоящей работы

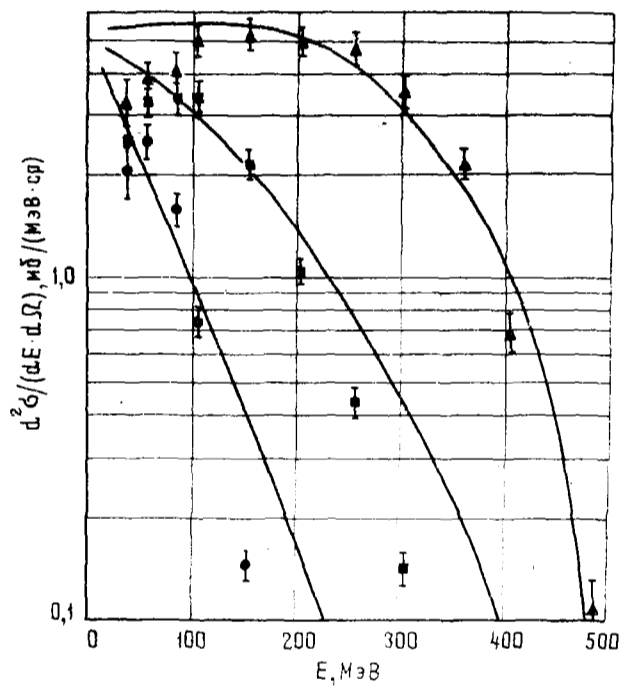


Рис.4

Рис.4. Дифференциальные сечения образования вторичных π^- -мезонов в $p+\text{C}$ -взаимодействии ($E_0=730$ МэВ). Экспериментальные данные [7] для θ равны: \triangle - 15° ; \blacksquare - 60° ; \bullet - 150° . Кривые - расчет настоящей работы

Список литературы

1. Серов А.Я., Сычев Б.С. Феноменологические формулы для двойных дифференциальных распределений вторичных адронов, возникающих в нуклон-ядерных взаимодействиях при высоких энергиях. - В кн.: Тр. РТИ АН СССР, 1973, № 14, с. 173-187.
2. Galonsky S., Doering R.R., Patterson D.M., Bertini H.W. Comparison of measured neutron spectra with predictions of an intranuclear-cascade model. - Phys. Rev. C, 1976, v. 14, N 2, p. 748-752.
3. Peeler R.W. e.a. Report ORNL-3887, 1966.
4. Wall N.S., Roos P.G. Phys. Rev., 1966, v. 150, p. 811.
5. Wächter J.W., Burgus W.R., Gibson W.A. Phys. Rev., 1967, v. 161, N 4, p. 971-981.
6. Ажгирей Л.С., Взоров И.К., Зрелов В.П. и др. Взаимодействие протонов с атомными ядрами при энергии 660 МэВ и внутриядерное распределение импульсов нуклонов. - Ж.эксперим. и теор. физ., 1959, т. 36, вып.6, с. 1631-1649.
7. Coschran D.R.F., Dean P.N., Gram P.A.M. e.a. Production of Charged Pions by 730-MeV Protons from Hydrogen and Selected Nuclei. - Phys. Rev. D, 1972, v. 6, N 11, p.3085.
8. Baker W.F., Cool R.L., Jenkins E.W. e.a. Particle production by 10-30 BeV protons incident on Al and Be. - Phys. Rev. Letters, 1961, v. 7, N 3, p. 101-104.
9. Baker W. e.a. Measurement of π^{\pm} , K^{\pm} , p and \bar{p} production by 200 and 300 GeV/c Protons. - NAL-Pub-74/13 - EXP (1974).
10. Cronin J.W., Frisch H.J., Shochet M.J. e.a. Production of Hadrons at Large Transverse Momentum at 200, 300 and 400 GeV. - EFI 74-50.
11. Ellis S.D., Stroyanowski R. Large p_{\perp} physics: Data and the constituent models. - Rev. Mod. Phys., 1977, v. 49, N 4, p. 769.

УДК 539.172.1

КОНСТАНТЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЯДЕР С ЯДРАМИ ПРИ ЭНЕРГИЯХ 0,1-1,0 ГэВ/нуклон

В.Е.Дудкин, И.И.Пьянов, В.Д.Степнов

THE NUCLEUS-NUCLEAR INTERACTION CONSTANTS AT ENERGIES OF 0,1-1,0 GEV/NUCLEON. The calculation method of the nucleus-nuclear reactions on the basis of the cascade model which can be used for the calculation of the differential and average distributions of secondary particles is given.

Один из наиболее доступных и развитых методов исследования ядро-ядерных реакций при высоких энергиях - фотоэмульсионный - в связи с трудоемкостью пока не позволяет выделить события, число которых обеспечивает достаточную статистическую точность результатов, относящихся к фиксированной энергии и заряду налетающего ядра, а также заряду ядер-мишени. Поэтому наиболее разумный путь получения необходимой информации - использование расчетных методов, достоверность которых контролируется опытом.

Предлагаемый в данной работе способ расчета ядро-ядерных реакций представляет собой дальнейшее развитие каскадной модели [1-3]. Оба ядра описываются вырожденным ферми газом нуклонов при нулевой температуре, помещенным в прямоугольную потенциальную яму с ядерным параметром, равным $1,4 \text{ ф}$. Среднее положение каждого из нуклонов фиксировано по отношению к геометрическому центру ядра, распределение нуклонов равномерное. Глубина потенциала равна сумме энергии ферми и энергии связи нуклона, находящегося на фермиевской поверхности. Некоторое время оба ядра не-

зависимо друг от друга могут находиться в состояниях, включающих в себя α -кластеры (по одному или по два в каждом ядре), которые располагаются на периферии ядер. Коэффициенты кластеризации, характеризующие вероятность наличия такого состояния, подбираются из условия наилучшего согласия расчетных и экспериментальных данных.

Взаимодействие ядра с ядром представляется как суперпозиция серии одновременных каскадов, инициированных нуклонами и α -кластерами, попавшими в область перекрытия ядер. Каскадные частицы описываются четырехмерной геометрией. Очередность столкновений частиц определяется временем их соударения со своими партнерами, которое зависит от вероятного пробега каждого нуклона. Возможное уменьшение плотности ядерного вещества в процессе развития каскада учитывают путем введения в рассмотрение так называемых "дырок", которые образуются вследствие выбивания нуклонов из ядер; время рождения и исчезновения дырки (в случае, если в ней застревает частица) фиксируется. На частицы, попавшие в область перекрытия ядер, дополнительно действует усредненное поле другого ядра. Это учитывается добавлением к кинетической энергии частицы (в системе координат противоположного ядра) ядерного потенциала. Отыскание партнера по взаимодействию и расчет элементарного акта столкновения нуклонов и α -кластеров проводят по такой же методике, как и расчет нуклон-ядерного каскада. Неупругие каналы не рассматриваются. Сечения взаимодействия каскадных частиц берут такими же, как и свободных частиц, из литературных источников и приводят к виду, удобному для вычисления. Каждое столкновение нуклонов проверяется на запрет по принципу Паули, как это делается в нуклон-ядерном каскаде, причем, когда нуклон находится в области перекрытия, проверку проводят в системе покоя как налетающего ядра, так и ядра-мишени. В энергию возбуждения ядер дают вклад застрявшие частицы, а также дырки. Послекаскадную стадию рассчитывают по модели взрывного распада Ферми [4], которая для легких ядер более оправдана, чем традиционная модель испарения.

Для проверки расчетной методики был поставлен эксперимент. Эмульсионная камера объемом 0,3 л экспонировалась на высоте 35 км в районе 64° северной широты в течение 8,5 ч. Наличие в облученной камере релятивистских расщеплений и остановок ядер космического излучения, остановок и распадов мезонов, а также данные градуировочных измерений на ускорителях позволили провести надежную калибровку выбранных ионизационных параметров. Более подробно о методике измерения сообщается в работах [3,5,6]. Всего исследовано 223 расщепления ядер фотоэмульсии ядрами космического излучения с энергией 0,1-1,0 ГэВ/нуклон и зарядом больше двух. Из них по методике, описанной в работе [6], было выделено 147 взаимодействий на легких ядрах фотоэмульсии. Средняя множественность всех заряженных пионов составила $0,22 \pm 0,05$ для легких и $0,44 \pm 0,09$ для тяжелых ядер фотоэмульсии по всему исследуемому энергетическому диапазону первичных частиц.

Проведенный параметрический анализ методики расчета показал, что коэффициенты кластеризации, а также ядерный параметр влияют на множественность вторичных частиц и слабо воздействуют на их энергетические и угловые распределения. Изменение ядерного параметра от 1,1 до 1,6 Φ приводит к уменьшению средней множественности вторичных частиц в различных энергетических интервалах на 25-40%.

Сравнение расчетных данных с экспериментальными, полученными в настоящей работе, а также в работах [8-9], показывает удовлетворительное согласие как дифференциальных, так и средних характеристик вторичных заряженных частиц. Некоторые результаты представлены в табл.1 и 2 (средняя множественность, средний угол вылета и средняя энергия в различных энергетических интервалах), где М и А - ядра космического излучения с зарядом 6-9 и больше 2-х соответственно; Л,С,Т - легкие, средние и тяжелые ядра фотоэмульсии.

Отличительной особенностью ядро-ядерных столкновений является испускание частиц с кинетической энергией, намного превышающей начальную энергию падающего ядра (в расчете на один нуклон). Это видно из рисунка, где представлены энергетические спектры однозарядных и двухзарядных частиц. Расчет проведен для случая взаимодействия ядер азота при энергии 0,35 ГэВ/нуклон, что соответствует средней энергии спектра ядер первичного космического излучения. Указанное свойство обусловлено фермиевским движением нуклонов в ядрах, а также наличием импульса у частиц распада налетающего ядра в системе его центра инерции. Максимумы в распределениях связаны с испусканием низкоэнергетических частиц из ядра-мишени (при $T/T_0 \approx 0$) и налетающего ядра (при $T/T_0 \approx 1$) для лабораторной системы координат. Переход в систему координат налетающего ядра дает симметричную картину, где пик при $T/T_0 \approx 0$ соответствует медленным частицам налетающего ядра.

Таблица 1

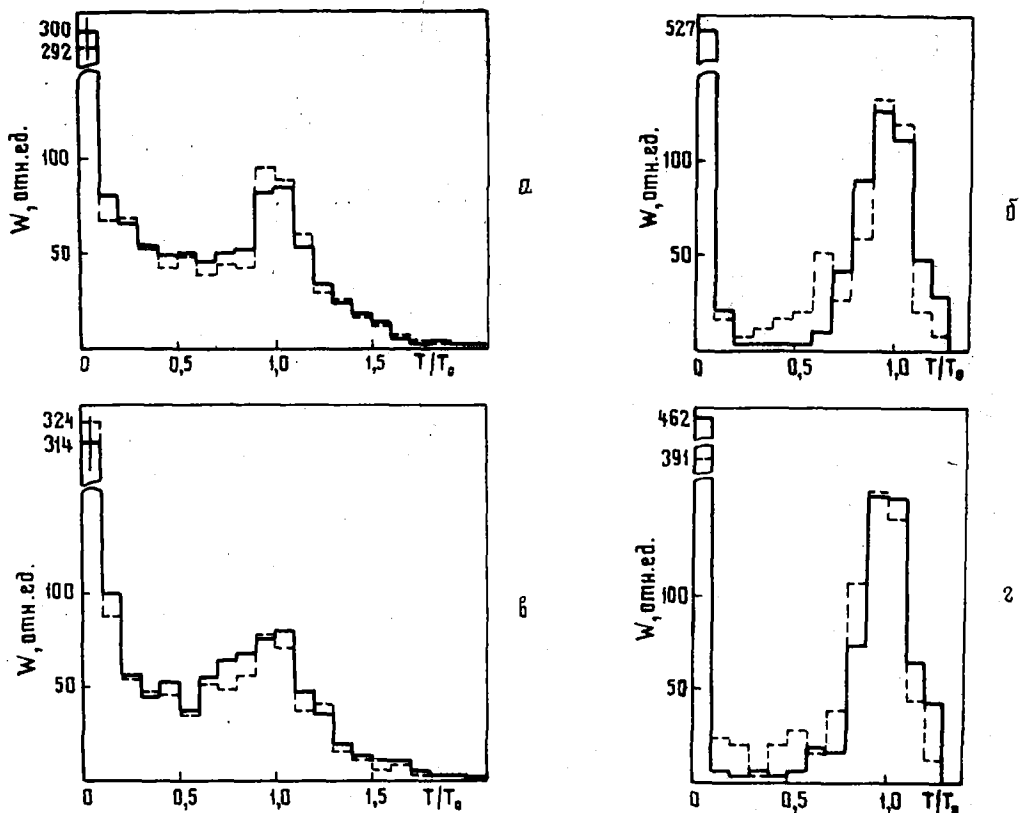
Средние характеристики вторичных однозарядных частиц
в неупругих взаимодействиях ядер с ядрами

Исходные ядра	Энергия налетающего ядра, ГэВ/нуклон	Энергия вторичных однозарядных частиц, МэВ	Средняя множественность	Средний угол вылета, град	Средняя энергия, МэВ	Работа
M + L	0,1 - 1	> 30	$3,4 \pm 0,2$	38 ± 2	560 ± 40	Настоящая (эксперимент)
$^{14}\text{N} + ^{14}\text{N}$	0,1 - 1	> 30	$3,31 \pm 0,06$	36 ± 2	340 ± 20	Настоящая (расчет)
$^{14}\text{N} + ^{27}\text{Al}$	0,5	> 30	$4,4 \pm 0,1$	37 ± 3	350 ± 20	То же
A + L	0,3 - 0,5	30 - 450	$2,3 \pm 0,5$	38 ± 4	195 ± 15	Настоящая (эксперимент)
$^{14}\text{N} + ^{14}\text{N}$	0,5	30 - 450	$2,13 \pm 0,07$	39 ± 1	190 ± 10	Настоящая (расчет)
$^{14}\text{N} + ^{27}\text{Al}$	0,5	30 - 450	$3,1 \pm 0,2$	41 ± 2	130 ± 10	То же
A + C	0,1 - 1	30 - 450	$4,3 \pm 0,2$	44 ± 1	177 ± 4	[6] (эксперимент)
A + T	0,3 - 0,5	30 - 450	$7,1 \pm 0,5$	40 ± 3	199 ± 9	То же
A + L	0,1 - 1	< 30	$1,39 \pm 0,15$	77 ± 4	$9,9 \pm 0,6$	Настоящая (эксперимент)
$^{14}\text{N} + ^{14}\text{N}$	0,1 - 1	< 30	$1,38 \pm 0,06$	78 ± 2	$11,8 \pm 0,5$	Настоящая (расчет)
$^{14}\text{N} + ^{27}\text{Al}$	0,35	< 30	$1,65 \pm 0,09$	76 ± 2	$13,2 \pm 0,4$	То же
$^{27}\text{Al} + ^{14}\text{N}$	0,35	< 30	$1,48 \pm 0,09$	81 ± 4	$12,3 \pm 0,7$	"
A + C	0,1 - 1	< 30	$2,16 \pm 0,09$	82 ± 2	$11,5 \pm 0,4$	[6] (эксперимент)
P + L	0,66	< 30	$1,4 \pm 0,1$	-	$4,9 \pm 0,3$	[8] "

Таблица 2

Средние характеристики вторичных двухзарядных частиц
в неупругих взаимодействиях ядер с ядрами

Исходные ядра	Энергия налетающего ядра, ГэВ/нуклон	Энергия вторичных двухзарядных частиц, МэВ	Средняя множественность	Средний угол вылета, град	Средняя энергия, МэВ	Работа
A + L	0,1 - 1	> 200	$0,90 \pm 0,06$	7 ± 2	1320 ± 70	Настоящая (эксперимент)
A + L	0,1 - 0,5	> 200	$0,81 \pm 0,08$	$6,5 \pm 0,9$	-	[7] (эксперимент)
$^{14}\text{N} + ^{14}\text{N}$	0,1 - 1	> 200	$0,68 \pm 0,03$	$6,17 \pm 0,05$	1250 ± 50	Настоящая (расчет)
$^{14}\text{N} + ^{27}\text{Al}$	0,5	> 200	$0,73 \pm 0,06$	$6,23 \pm 0,15$	1380 ± 60	То же
A + L	0,1 - 1	40 - 200	$0,88 \pm 0,06$	70 ± 3	79 ± 3	Настоящая (эксперимент)
$^{14}\text{N} + ^{14}\text{N}$	0,1 - 1	40 - 200	$0,44 \pm 0,02$	72 ± 2	83 ± 2	Настоящая (расчет)
$^{14}\text{N} + ^{27}\text{Al}$	0,5	40 - 200	$0,46 \pm 0,08$	76 ± 3	80 ± 3	То же
A + L	0,1 - 1	< 40	$1,05 \pm 0,09$	81 ± 2	$16,4 \pm 0,8$	Настоящая (эксперимент)
$^{14}\text{N} + ^{14}\text{N}$	0,1 - 1	< 40	$0,51 \pm 0,02$	83 ± 2	$16,3 \pm 0,8$	Настоящая (расчет)
A + C	0,1 - 1	< 40	$2,0 \pm 0,1$	82 ± 2	$17,6 \pm 0,5$	[6] (эксперимент)
A + C	0,1 - 0,5	< 40	$1,3 \pm 0,2$	-	$15,0 \pm 1,0$	[9] "
A + T	0,1 - 1	< 40	$3,1 \pm 0,1$	83 ± 4	$18,1 \pm 0,6$	[6] "



Энергетические распределения вторичных однозарядных (а,в) и двухзарядных (б,г) частиц в системах координат ядра-мишени (а,б) и налетающего ядра (в,г): T_0 - энергия падающей частицы и T - энергия вторичных частиц (на один нуклон); сплошная линия - расчет; пунктир - эксперимент

В области промежуточных энергий 30–450 МэВ для однозарядных частиц и 40–200 МэВ для двухзарядных частиц с уменьшением массы ядра-мишени средняя множественность вторичных частиц падает, а степень анизотропии и их средняя энергия растут. С увеличением энергии инициирующего ядра несколько возрастает средний угол испускания вторичных частиц. Для сравнения с данными табл.1 можно отметить, что для нуклон-ядерных взаимодействий средняя энергия вторичных протонов в энергетическом диапазоне 30–450 МэВ составляет около 120 МэВ, почти не изменяясь в интервале энергий инициирующего протона от 0,1 до 23 ГэВ [1]. Средний угол испускания каскадного протона из ядра ^{100}Ru при энергии первичного протона 0,66 ГэВ равен 60° . В эксперименте [6] для реакции А+В, что приблизительно соответствует взаимодействию ядер азота с ядрами германия, при энергии налетающих частиц 0,1–1,0 ГэВ/нуклон средняя энергия протонов в интервале 30–450 МэВ оказалась равной 177 МэВ, а средний угол вылета составил 44° .

Низкоэнергетическая часть спектра вторичного излучения образуется в основном в результате распада возбужденного ядра-мишени. Средняя энергия медленных однозарядных частиц, образованных в нуклон-ядерных взаимодействиях, равна 5 МэВ [8], в то время как в ядро-ядерных реакциях она составляет около 10 МэВ. Указанное явление можно объяснить более сильным развитием каскадного процесса в последнем случае и появлением относительного избытка вторичных каскадных частиц из ядра-мишени.

Некоторое занижение в расчете средней множественности двухзарядных частиц по сравнению с данными эксперимента можно объяснить тем, что расчетная методика не учитывает вероятного процесса мгновенного расщепления взаимодействующих ядер на α -частицы, а также примеси от взаимодействий на тяжелых ядрах фотоэмульсии.

Проведенные исследования показали, что расчетная методика в пределах ошибок согласуется с экспериментальными данными и может быть использована для расчета дифференциальных и средних распределений вторичных частиц.

Список литературы

1. Барашенков В.С., Тонеев В.Д. Взаимодействие высокэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. М., Атомиздат, 1972.
2. Пьянов И.И., Степнов В.Д. Ядро-ядерные взаимодействия в области энергий сотен МэВ/нуклон. - Ядерная физика, 1978, т. 27, вып. 4, с. 962.
3. Бакаев В.А., Богданов С.Д., Дудкин В.Е. и др. Вторичные частицы в неупругих взаимодействиях ядер с ядрами при энергиях 0,1-1 ГэВ/нуклон. - Ядерная физика, 1978, т. 28, вып. 4, с. 875-882.
4. Розенталь И.Д. К теории Ферми множественного образования частиц при столкновениях нуклонов. - Ж. эксперим. и теор. физ., 1955, т. 28, с. 118.
5. Бойко А.И., Левковский А.А., Остроумов В.И. Исследование расщеплений ядер фотоэмulsionными ядрами космического излучения в интервале энергий 100-500 МэВ/нуклон. - Препринт № 448 ФИИ АН СССР. Ленинград, 1973.
6. Богданов С.Д. Экспериментальное исследование взаимодействий ядер при энергиях 0,1-1 ГэВ/нуклон. - Диссертация ЛПИ им. М.И.Калинина. Ленинград, 1975.
7. Otterlund I., Resman R. A study of nucleus - nucleus collisions in the hundreds of MeV region. - Arkiv for Fysik, 1969, Bd 39, S. 265-293.
8. Перфилов Н.А., Серебряников В.И. Взаимодействие протонов с энергией 660 МэВ с ядрами углерода, азота и кислорода. - Ж. эксперим. и теор. физ., 1961, т. 40, с. 400-408.
9. Kullberg R., Otterlund I., Resman R. Nuclear Disintegrations Produced by Multiply Charged Particles. - Physica Scripta, 1972, v. 5, p. 5-12.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ ИНДЕКС РАБОТ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКОГО СБОРНИКА
 "ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ. СЕРИЯ: ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ"
 1979, вып. 3(34) В МЕЖДУНАРОДНОЙ СИСТЕМЕ
 СИМДА

Element		Quantity	Laboratory	Work-type	Energy (eV)		Page	COMMENTS
S	A				min	max		
IN	113	DIN	FEI	EXPT		5,3+6		LØVCHIKØVA+.TØF, SIG(NEUT-E), TBL
TH	231	NF	FEI	EVAL		+7		VØRØPAEV+.TØF, SIG(NEUT-E), TBL
TH	231	NG	FEI	EVAL		+7		VØRØPAEV+.TØF, SIG(NEUT-E), TBL
U	235	NF	TMO	EVAL	1,0+2	2,0+ 7		KØN'SHIN+.SIG(NEUT-E), TBL.CFD OTHERS
U	236	NF	FEI	EVAL		+7		VØRØPAEV+.TØF, SIG(NEUT-E), TBL
U	236	NG	FEI	EVAL		+7		VØRØPAEV+.TØF, SIG(NEUT-E), TBL
NP	237	NF	FEI	EVAL		+7		VØRØPAEV+.TØF, SIG(NEUT-E), TBL
NP	237	NG	FEI	EVAL		+7		VØRØPAEV+.TØF, SIG(NEUT-E), TBL
NP	237	NG	FEI	EVAL		+7		VØRØPAEV+.TØF, SIG(NEUT-E), TBL
PU	238	NF	FEI	EVAL		+7		VØRØPAEV+.TØF, SIG(NEUT-E), TBL
PU	238	NG	FEI	EVAL		+7		VØRØPAEV+.TØF, SIG(NEUT-E), TBL
PU	238	NG	FEI	EVAL		+7		VØRØPAEV+.TØF, SIG(NEUT-E), TBL
PU	239	NG	FEI	EVAL		+7		VØRØPAEV+.TØF, SIG(NEUT-E), TBL
PU	240	NG	FEI	EVAL		+7		VØRØPAEV+.TØF, SIG(NEUT-E), TBL
PU	241	NG	FEI	EVAL		+7		VØRØPAEV+.TØF, SIG(NEUT-E), TBL
PU	242	NG	FEI	EVAL		+7		VØRØPAEV+.TØF, SIG(NEUT-E), TBL
PU	243	NG	FEI	EVAL		+7		VØRØPAEV+.TØF, SIG(NEUT-E), TBL
AM	241	NF	FEI	EVAL		+7		VØRØPAEV+.TØF, SIG(NEUT-E), TBL
AM	241	NG	FEI	EVAL		+7		VØRØPAEV+.TØF, SIG(NEUT-E), TBL
AM	243	NG	FEI	EVAL		+7		VØRØPAEV+.TØF, SIG(NEUT-E), TBL
CM	241	NF	FEI	EVAL		+7		VØRØPAEV+.TØF, SIG(NEUT-E), TBL
CM	242	NF	FEI	EVAL		+7		VØRØPAEV+.TØF, SIG(NEUT-E), TBL
CM	244	NF	FEI	EVAL		+7		VØRØPAEV+.TØF, SIG(NEUT-E), TBL
CM	245	NG	FEI	EVAL		+7		VØRØPAEV+.TØF, SIG(NEUT-E), TBL
CM	245	NF	FEI	EVAL		+7		VØRØPAEV+.TØF, SIG(NEUT-E), TBL
CM	246	NF	FEI	EVAL		+7		VØRØPAEV+.TØF, SIG(NEUT-E), TBL
CM	246	NG	FEI	EVAL		+7		VØRØPAEV+.TØF, SIG(NEUT-E), TBL
CM	247	NF	FEI	EVAL		+7		VØRØPAEV+.TØF, SIG(NEUT-E), TBL
CM	247	NG	FEI	EVAL		+7		VØRØPAEV+.TØF, SIG(NEUT-E), TBL
CM	248	NF	FEI	EVAL		+7		VØRØPAEV+.TØF, SIG(NEUT-E), TBL
CF	249	NF	FEI	EVAL		+7		VØRØPAEV+.TØF, SIG(NEUT-E), TBL
CF	249	NG	FEI	EVAL		+7		VØRØPAEV+.TØF, SIG(NEUT-E), TBL
CF	250	NF	FEI	EVAL		+7		VØRØPAEV+.TØF, SIG(NEUT-E), TBL
CF	250	NG	FEI	EVAL		+7		VØRØPAEV+.TØF, SIG(NEUT-E), TBL
CF	251	NF	FEI	EVAL		+7		VØRØPAEV+.TØF, SIG(NEUT-E), TBL
CF	251	NG	FEI	EVAL		+7		VØRØPAEV+.TØF, SIG(NEUT-E), TBL
CF	252	NF	FEI	EVAL		+7		VØRØPAEV+.TØF, SIG(NEUT-E), TBL
CF	252	NG	FEI	EVAL		+7		VØRØPAEV+.TØF, SIG(NEUT-E), TBL

**ТРЕБОВАНИЯ К АВТОРСКИМ ТЕКСТАМ,
ПОСТУПАЮЩИМ ДЛЯ ИЗДАНИЯ В НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКОМ СБОРНИКЕ
"ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ"**

Автор, представляющий текст для издания в сборнике "Вопросы атомной науки и техники", должен руководствоваться Государственным стандартом "Оригиналы текстовые авторские и издательские. ГОСТ 7.3-77" Государственного комитета стандартов Совета Министров СССР.

Основные требования, предъявляемые к авторам, согласно этому стандарту:

1. Рабочий экземпляр статьи должен быть первым, напечатанным на машинке на одной стороне бумаги формата 210x297 мм или близкого к нему формата через 2 интервала с полями не уже 4 см. Рукописные вставки не допускаются.

2. Объем каждой статьи не должен превышать 0,7 уч.-изд.л., т.е. 28 тыс.знаков (примерно 17 машинописных страниц, включая рисунки с подписями, таблицы, рефераты и список литературы). Страница обычно имеет 28-30 строк, а строка - 60-65 знаков (включая пробелы).

3. Слева сверху, перед заголовком статьи, ставится индекс УДК (универсальная десятичная классификация).

4. На отдельном листе прилагается машинописный текст краткой аннотации на английском языке (с переводом названия статьи).

5. На отдельном листе прилагается машинописный текст реферата на русском языке с кратким изложением цели и результатов работы. Объем реферата не должен превышать 3/4 листа.

6. Статья должна быть подписана всеми авторами и иметь координаты хотя бы одного из них (телефон, адрес).

7. Содержание статьи излагается с предельной ясностью и краткостью, исключаются общие рассуждения, известные положения, многословие. Не допускается дублирование материала в тексте, таблицах и рисунках.

8. Единицы всех физических единиц должны быть обозначены в системе СИ.

9. Таблицы нумеруются по порядку, каждая таблица должна иметь заголовок. Сокращения в графах таблицы не допускаются. В тексте необходимы ссылки на все таблицы. Таблицы с небольшим числом параметров, которые можно вставить в текст, исключаются.

10. Формулы и буквенные обозначения величин должны быть четко написаны черной тушью или черными чернилами. Необходимо стремиться к более рациональному расположению формул в тексте.

Индексы и показатели степеней тщательно обозначать соответствующей скобкой (например, $A_{\text{осн}} t^{(2\varphi)}$, $K_{(2\eta)}$).

Буквы одинакового начертания следует помечать: строчные (малые) - двумя черточками сверху (например, \bar{d} , \bar{k} , \bar{z} , \bar{a} , \bar{p} , \bar{o} , \bar{w} , \bar{u}), а прописные (большие) - двумя черточками снизу (например, \underline{c} , \underline{k} , \underline{z} , \underline{s} , \underline{p} , \underline{u} , \underline{w} , \underline{u}).

Греческие буквы необходимо обводить красным карандашом, чтобы не спутать а и α , х и χ , в и ν , в и ν , ш и μ и др.).

Трудноразличимые в рукописном обозначении буквы и знаки должны быть пояснены на полях (например, знак интеграла, приближения, l - "эль" латинское, e - "е" латинское, I - "и" латинское, J - "йот" латинское, n - "эн" латинское, п - "пе" русское и др.).

11. Иллюстрации (схемы, графики, чертежи) должны быть негромоздкими, исполнены четко, без лишних деталей. На 1 уч.-изд.л. допускается не более 6 рис. Иллюстрации, несущие малую смысловую нагрузку, следует исключать.

12. К статье следует прилагать только те рисунки, которые необходимы для пояснения текста и на которые есть ссылки в тексте. На обороте рисунков указываются (карандашом) фамилии авторов, название статьи, номер рисунка, обозначение верха и низа.

При отсутствии ссылок на рисунки последние аннулируются.

13. Рисунки должны быть выполнены тушью на белой бумаге или кальке, размером не более 12 x 18 см. На рисунках даются только краткие цифровые или буквенные обозначения.

Наименование величин на осях, как правило, обозначают полностью; размерность дают через запятую (например, "Длина волны, мкм").

Все пояснения выносятся в подписи к рисункам. Подписи прилагаются на отдельном листе.

14. Список литературы, приводимый в конце статьи, следует оформлять в соответствии с Государственным стандартом "Библиографическое описание произведений печати" (ГОСТ 7.1-76, раздел 7) с указанием:

а) для журнальных статей - фамилий и инициалов авторов (не менее трех первых), названия статьи, названия журнала (без кавычек), года, номера тома, выпуска, страниц (начальной - конечной);

б) для книг - фамилий и инициалов авторов, полного названия книги, места издания, издательства (без кавычек), года издания;

в) для статей в сборнике - фамилий и инициалов авторов статьи, названия статьи, названия сборника, инициалов и фамилий составителя или редактора сборника, места издания, издательства (без кавычек), года, страниц (начальной - конечной).

Ссылки на литературу в тексте даются по порядку номеров. Порядковый номер заключается в квадратные скобки.

Не рекомендуется перегружать текст литературными ссылками, особенно фамилиями. На неопубликованные работы ссылаться нельзя.

15. Рукопись, не соответствующая перечисленным требованиям, для издания приниматься не будет.

16. Автор должен ознакомиться с отредактированным вариантом статьи и подписать его "в печать".

УДК 621.173.4

ОЦЕНКА СЕЧЕНИЯ ДЕЛЕНИЯ ^{235}U В ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ОБЛАСТИ 0,1 кэВ-20 МэВ/ В.А.Коньшин, В.Ф.Жарков, Е.Ш.Суховицкий. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1979, вып.3(34), с.3-33.

Предлагается метод определения ошибок оцененных данных с учетом корреляций ошибок различных экспериментов. Для учета корреляций полная экспериментальная ошибка разбивается на парциальные. Показана связь данного метода с методом наименьших квадратов. Приводятся матрицы коэффициентов корреляций между экспериментами по каждой парциальной ошибке, матрицы коэффициентов корреляций между различными энергетическими интервалами, сведения о парциальных ошибках. Метод реализован на примере оценки сечения деления ^{235}U по работам советских и зарубежных авторов. Приводятся оцененные данные. Сравнение результатов оценки с данными ENDF/B-V дает согласие в пределах 1 - 3% (рис. 3, табл. 5, приложения 2, список лит. - 39 назв.).

УДК 539.172.4

ГРУППОВЫЕ НЕЙТРОННЫЕ СЕЧЕНИЯ ДЕЛЕНИЯ И РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА ТРАНСАКТИНИДОВ/ А.И.Воропаев, А.А.Ваньков, В.В.Возяков и др. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1979, вып.3(34), с. 34-60.

Сравниваются оценки сечений радиационного захвата и деления изотопов ^{236}U , ^{237}Np , ^{238}Pu , ^{241}Am , ^{243}Am , ^{242}Cm , ^{244}Cm и даются рекомендации по выбору групповых сечений, используемых в расчетах быстрых реакторов. Для ^{234}U , ^{236}Pu , ^{237}Pu , ^{242}Pu , ^{244}Pu , ^{242}Am , ^{241}Cm , ^{243}Cm , ^{248}Cm приведены групповые сечения, полученные из графических данных NEPL (оценка для ENDF/B-V). Приводятся также групповые сечения 32 изотопов, полученные из файлов библиотеки ENDF-76. При выборе рекомендованных сечений учитывались согласованность с экспериментальными данными (если таковые имеются), документированность и полнота расчета сечений по теоретической модели. Обсуждается надежность оценок. Сделана попытка оценить погрешность одногрупповых сечений при усреднении по типичному спектру быстрого реактора. Соответствующие заключения сделаны после изучения материалов по статусу эксперимента и расчета сечений трансактиноидов, а также на основе разброса различных оценок. В заключение обсуждается ситуация с интегральными экспериментами, позволяющими проводить корректировку сечений трансактиноидов (рис.5, табл.8, список лит. - 33 назв.).

УДК 539.171.017

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ (5,34±0,05) МэВ НА ^{115}In / Г.Н.Ловчикова, О.А.Сальников, С.П.Симаков, А.М.Труфанов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1979, вып.3(34), с. 61-64.

Методом времени пролета измерены дважды дифференциальные сечения неупругого рассеяния нейтронов с энергией (5,34±0,05) МэВ на ^{115}In . В качестве источника нейтронов использована газовая тритиевая мишень. Полученные сечения представлены в таблице (табл.1, список лит. - 2 назв.).

УДК 539.170

ПОДГОТОВКА МАЛОГРУППОВЫХ КОНСТАНТ ДЛЯ РАСЧЕТОВ ЗАЩИТЫ/В.Ф.Иохлев, И.Н.Шейно, В.Д.Ткачев. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1979, вып.3(34), с. 64-70.

Предложен приближенный метод учета пространственной и угловой зависимости потока нейтронов при подготовке мало групповых сечений в задачах защиты. На примерах расчета типичных композиций показано удовлетворительное согласие результатов расчета по предложенной методике с более трудоемким 21-м групповым расчетом (рис.2, табл.1, список лит. - 9 назв.).

УДК 539.170

КОРРЕКТИРОВКА ДЕТАЛЬНОЙ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЗАВИСИМОСТИ ПОЛНОГО НЕЙТРОННОГО СЕЧЕНИЯ/ В.Н.Виноградов, Е.В.Гай, Н.С.Работнов, В.Е.Филиппов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1979, вып.3(34), с. 70-73.

Метод обработки, анализа и оценки энергетических зависимостей нейтронных сечений, основанный на использовании приближения Паде второго рода, применяется для учета конечного разрешения измерительной аппаратуры и корректировки энергетической зависимости полного нейтронного сечения с целью выяснить влияние такой корректировки на расчетные значения пропускания при прохождении нейтронов через образцы вещества различной толщины. В качестве примера рассмотрены полное сечение и пропускание образцов хрома в интервале энергий нейтронов 0,76-1,07 МэВ (рис.3, список лит. - 7 назв.).

УДК 539.170

СПЕКТРЫ НЕЙТРОНОВ ПРОСТРЕЛА И ПЛОТНОСТЬ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОЛНОГО НЕЙТРОННОГО СЕЧЕНИЯ/ А.Н.Глуховец, Г.А.Мякишев, И.З.Тараско, В.Б.Филиппов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1979, вып.3(34), с. 73-77.

Обсуждаются результаты измерений функций пропускания нейтронов $T(t)$ в условиях "хорошей геометрии" для железа, никеля и титана. Сравниваются значения функций пропускания, полученных методом времени пролета на ДУЭ-25 и на непрерывном реакторном пучке с результатами измерений на нейтронах реакции $T(r,n)$. Приведены примеры плотности распределения полного нейтронного сечения $P(\sigma)$, восстановленной по измеренной функции пропускания $T(t)$ (рис.7, список лит. - 13 назв.).

УДК 539.170

ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ ДЛЯ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ РАДИАЦИОННОЙ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ/ Б.С.Сычев. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1979, вып.3(34), с. 78-79.

Обсуждается получение системы констант с учетом экспериментальных данных, опубликованных за последние годы, для радиационной физики высоких энергий. Приводятся сведения о двойных дифференциальных распределениях (рис.7, список лит. - 11 назв.).

УДК 539.172.1

КОНСТАНТЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЯДЕР С ЯДРАМИ ПРИ ЭНЕРГИЯХ 0,1-1,0 ГэВ/ НУКЛОН/ В.В.Дудкин, И.И.Пьянов, В.Д.Степанов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1979, вып.3(34), с.79-83.

Приводится методика расчета ядро-ядерных реакций на основе каскадно-распадной модели, которая может быть использована для расчета дифференциальных и средних распределений вторичных частиц (рис.1, табл.2, список лит. - 9 назв.).

Редактор Г. В. Зубова

Технический редактор С. И. Халиллулина

Корректор Е. М. Спиридонова

Подписано в печать 11.09.79. Т12000. Формат 60×84/8. Офсетная печать.
Усл. печ. л. 10,69+1 вкл. Уч.-изд. л. 10,35. Тираж 288 экз. Зак. тип. № 909
8 статей. Индекс 3645.

Отпечатано в ЦНИИатоминформе
119146, Москва, Г-146, аб/ящ 584

Гр. 12 к.

Индекс 3645

Вопросы атомной науки и техники.
Серия: Ядерные константы, 1979, вып. 3(34), 1—86