

# ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

---

СЕРИЯ:  
Ядерные константы

ВЫПУСК

1

1985

Сборник подготовлен Физико-энергетическим институтом  
и Комиссией по ядерным данным

## РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Главный редактор О.Д. КАЗАЧКОВСКИЙ

### НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

Зам. главного редактора Б.Д. КУЗЬМИНОВ

Ф.Н. Беляев, В.П. Вертебный, В.В. Возяков, В.Я. Головня, С.С. Коваленко,  
В.Е. Колесов, В.А. Коньшин, В.Н. Мамохин, В.И. Мостовой, Г.В. Мурадян,  
В.Н. Нефедов, Ю.П. Попов, Г.Я. Труханов, В.А. Толстикова, О.А. Сальников,  
Г.Н. Смиренин, Г.Е. Шаталов, Г.Б. Яньков, В.П. Ярына, М.С. Юдкевич

### КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Зам. главного редактора А.Г. ЗЕЛЕНКОВ

Б.Я. Гужовский, П.П. Дмитриев, Н.Н. Жуковский, Б.С. Ишханов, Е.Г. Копанец,  
В.М. Кулаков, Ю.В. Сергеев, Ю.В. Хольнов, Н.П. Чижова, Ф.Е. Чукреев

### ЯДЕРНО-РЕАКТОРНЫЕ ДАННЫЕ

Зам. главного редактора М.Ф. ТРОЯНОВ

П.П. Благоволин, А.И. Воропаев, А.Ю. Гагаринский, Л.В. Диев, В.П. Жарков,  
С.М. Зарицкий, М.Н. Зизин, Ю.А. Казанский, А.А. Лукьянов, В.Г. Мадеев,  
В.И. Матвеев, М.Н. Николаев, Э.Е. Петров, Г.Б. Померанцев, Л.В. Точный,  
В.В. Хромов, О.В. Шведов

Ответственный секретарь В.В. Возяков

ТАЛОН ОБРАТНОЙ СВЯЗИ  
по оценке использования статей научно-  
технического сборника "Вопросы атомной  
науки и техники. Серия: Ядерные константы,"  
вып. I за 1985 г.

Наименование статей	Использована		Не использована	
	в разра- ботках	для об- щего оз- наком- ления	не соот- ветст- вует те- матике работ	не содер- жит но- вых про- грессив- ных ре- шений
I. Труханов Г.Я., Абдуллаев Х.Ш., Маглеванний И.И. Аналитическое описание нейтронных сечений и длин пробега нейтронов в воздухе				информа- ция опоз- дала
2. Мазанов В.Л., Плетников Е.В., Хохлов В.Ф. Константное обеспечение расчетов переноса излучений с учетом фотонейтронных реакций				
3. Котельникова Г.В., Ловчикова Г.Н., Сальников О.А., Симаков С.П. Экспериментальные и оцененные данные о сечениях реакций $(n, n')$ , $(n, 2n)$ и $(n, 3n)$ на $^{238}\text{U}$				
4. Малиновский В.В., Тараско М.З., Кузьминов Б.Д. Оценка энергетической зависимости среднего числа мгновенных нейтронов $\bar{\nu}_p$ при делении ядер $^{232}\text{Th}$ , $^{236}\text{U}$ , $^{238}\text{U}$ и $^{237}\text{Np}$ нейтронами				
5. Ваньков А.А., Гостева Л.С., Украинцев В.Ф., Тожков С., Янева Н. Измерение функций пропускания, оценка средних резонансных параметров и групповых констант $^{235}\text{U}$ в области неразрешенных резонансов				
6. Бойков Г.С., Древич В.И. Оценка формы спектра мгновенных нейтронов спонтанного деления $^{252}\text{Cf}$				
7. Серёгина Е.А., Дьяченко П.П. Угловые и энергетические распределения нейтронов спонтанного деления $^{252}\text{Cf}$				
8. Бугров В.П., Бялко А.А., Волков Н.Г., Колобашкин В.М., Спосаренко А.И. Определение выходов короткоживущих ( $T_{1/2} \sim 3$ мин) продуктов спонтанного деления $^{252}\text{Cf}$				
9. Федоров М.В., Овдиенко В.Д., Сметанин Г.А., Яковенко Т.И., Скляр Н.Т. Полные нейтронные сечения изотопов циркония				
10. Дзюба Б.М., Лазарев Л.М., Парамонова И.Н., Савин М.В. Расчет угловых распределений $\chi$ -квантов из реакции $(n, n'\gamma)$ на ядрах $^{56}\text{Fe}$ и $^{208}\text{Pb}$				
II. Трофимов Ю.Н. Сечение реакции $^{87}\text{Sr}(n, n')^{87m}\text{Sr}$ при энергии нейтронов от порога до 2,2 МэВ				

" " \_\_\_\_\_ 1985 г.

Начальник ОНТИ

Примечание. Талон заполняется в 30-дневный срок после получения сборника и направляется в адрес ЦНИИатоминформа (127434, Москва, аб/ящ 971)

343-388



# ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

## Серия: ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ

Научно-технический сборник

Выпуск 1

### НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

Москва

Издается с 1971 г.

1985

#### СОДЕРЖАНИЕ

Труханов Г.Я., Абдуллаев Х.Ш., Маглеванный И.И. Аналитическое описание нейтронных сечений и длин пробега нейтронов в воздухе	3
Мазанов В.Л., Плетников Е.В., Хохлов В.Ф. Константное обеспечение расчетов переноса излучений с учетом фотонейтронных реакций	14
Котельникова Г.В., Ловчикова Г.Н., Сальников О.А., Симаков С.П. Экспериментальные и оцененные данные о сечениях реакций $(n, n')$ , $(n, 2n)$ и $(n, 3n)$ на $^{93}\text{Nb}$	18
Малиновский В.В., Тараско М.З., Кузьминов Б.Д. Оценка энергетической зависимости среднего числа мгновенных нейтронов $\bar{\nu}_p$ при делении ядер $^{232}\text{Th}$ , $^{236}\text{U}$ , $^{238}\text{U}$ и $^{237}\text{Np}$ нейтронами	24
Ваньков А.А., Гостева Л.С., Украинцев В.Ф., Тошков С., Янева Н. Измерение функций пропускания, оценка средних резонансных параметров и групповых констант $^{235}\text{U}$ в области неразрешенных резонансов	35
Бойков Г.С., Ирэвич В.И. Оценка формы спектра мгновенных нейтронов спонтанного деления $^{252}\text{Cf}$	41
Серёгина Е.А., Дьяченко П.П. Угловые и энергетические распределения нейтронов спонтанного деления $^{252}\text{Cf}$	58
Бугров В.П., Бялко А.А., Волков Н.Г., Колобашкин В.М., Слюсаренко А.И. Определение выходов короткоживущих ( $T_{1/2} < 3$ мин) продуктов спонтанного деления $^{252}\text{Cf}$	66
Федоров М.В., Овдиенко В.Д., Сметанин Г.А., Яковенко Т.И., Скляр Н.Т. Полные нейтронные сечения изотопов циркония	69

Дзюба Б.М., Лазарев Л.М., Парамонова И.Н., Савин М.В. Расчет угловых распределений $\gamma$ -квантов из реакции $(n, n'\gamma)$ на ядрах $^{56}\text{Fe}$ и $^{208}\text{Pb}$	72
Трофимов Ю.Н. Сечение реакции $^{87}\text{Sr}(n, n')^{87\text{m}}\text{Sr}$ при энергии нейтронов от порога до 2,2 МэВ	76
Библиографический индекс работ, помещенных в настоящем выпуске, в международной системе СИИДА	79

УДК 539.172.4:539.125.523.5

АНАЛИТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ  
И ДЛИН ПРОБЕГА НЕЙТРОНОВ В ВОЗДУХЕ

Г.Я.Труханов, Х.Ш.Абдуллаев, И.И.Маглеванный

ANALYTICAL DESCRIPTION OF THE NEUTRON CROSS-SECTIONS AND PATH LENGTHS IN THE AIR. The approximations of the neutron cross-sections and path lengths in the air in the neutron energy region  $1,0-10^5$  eV are presented. Some results are recommended for using in the neutron files and solution methods of the transport equation.

В последнее время значительно возрос интерес к аналитическому описанию нейтронных сечений. Одно из направлений, которое можно считать характерным для экспериментаторов и специалистов, занимающихся оценкой данных, — описание набора оцененных или экспериментальных данных с погрешностью, не выходящей за коридор ошибок в аппроксимируемых кривых [1]. Результат такого подхода — существенное сокращение объема хранимой информации. Однако форма представления данных, удобная для хранения, не всегда целесообразна для нейтронно-физических расчетов, так как выборка сечения из табличных данных — зачастую более экономная операция, чем прямое вычисление сечения для конкретного значения энергии по аналитической формуле. Поэтому существует противоположный подход к аналитическому описанию сечений, характерный для теоретиков, занимающихся расчетом полей нейтронов. В этом случае требования к точности аппроксимации определяются только потребностями задач: сечения аппроксимируются простейшими функциями, обеспечивающими удобство их использования при расчетах, возможность применения в аналитических выкладках, простой анализ чувствительности дифференциальных характеристик и функционалов плотности потока нейтронов к вариациям констант. Область применения таких аппроксимаций чрезвычайно широка: от качественного анализа физических процессов, приближенного решения кинетического уравнения переноса нейтронов, простого контроля за влиянием погрешности в константах на конечный результат до использования в корректных расчетах тех задач, которые удовлетворяются погрешностями этих аппроксимаций. Последнее встречается нередко, так как для любого простого описания энергетической зависимости сечения (включая описание константой) можно указать пример, где такое приближение приемлемо.

Простейшие аналитические аппроксимации нейтронных сечений и длин пробега нейтронов в воздухе использовались авторами при выработке рекомендуемых и стандартных справочных данных для задач переноса нейтронов в атмосфере Земли [2-4] на стадии определения чувствительности результатов расчетов к неточностям в константах. С их помощью получены качественно новые результаты в нестационарной теории переноса нейтронов в тяжелых средах [5-7]. В частности, для степенной зависимости длины пробега нейтронов по отношению к упругому рассеянию в воздухе  $L_{e1} = av^q$  (а и q — константы, v — скорость нейтрона) получено аналитическое выражение функции Грина для бесконечной однородной среды\*, которая может быть включена в эффективную расчетную схему [7] (метод Монте-Карло — аналитические соотношения), позволяющую сократить время расчета на 3-4 порядка по сравнению с алгоритмом, основанным только на методе Монте-Карло, при сохранении точности расчетов.

В данной работе приведены аппроксимации с указанием их погрешностей для сечений и длин пробега нейтронов в воздухе в области энергий  $1,0-10^5$  эВ. Для удобства пользования аппроксима-

\* В настоящее время одним из авторов данной работы совместно с Фалеевым В.А. завершено обобщение теории [5-7] для случая  $L_{e1} = b + av^q$ ;  $L_c = \alpha_c v$  (b,  $\alpha_c$  — константы;  $L_c$  — длина пробега нейтронов по отношению к поглощению).

ции даны в энергетической и скоростной шкалах, а также в шкале летаргии. В качестве исходных использованы рекомендуемые справочные данные о нейтронных сечениях для азота, кислорода и водорода [4,8-10]. Изучены также возможности однонуклидных моделей воздуха и высказаны соображения по эффективному использованию их в теории переноса нейтронов.

Исходные данные. В табл. I для области энергий  $1,0-10^5$  эВ представлены наиболее часто используемые в задачах переноса нейтронов в атмосфере Земли величины: микроскопическое сечение рассеяния нейтронов на азоте  $\sigma_s^N(E)^*$ , макроскопическое сечение рассеяния нейтронов на азоте воздуха  $\Sigma_s^N(E)$  (то же для однонуклидных моделей), полное макроскопическое сечение взаимодействия нейтронов с воздухом  $\Sigma_t$  для выбранной модели воздуха (табл. 2), их обратные величины (длины пробега нейтронов)  $L_s^N(E)$ ,  $L_s^{N+O}(E)$ ,  $L_s^{N+O+H}(E)$ ,  $L_t(E)$ .

Таблица I

Сечения рассеяния и длины пробега нейтронов

Номер узла	E, эВ	$\sigma_s^N(E)$ , б	$\Sigma_s^N(E) \times 10^4$ , м <sup>-1</sup>	$L_s^N(E)$ , м	$\Sigma_s^{N+O}(E) \times 10^4$ , м <sup>-1</sup>	$L_s^{N+O}(E)$ , м	$\Sigma_s^{N+O+H} \times 10^4$ , м <sup>-1</sup>	$L_s^{N+O+H}$ , м	$\Sigma_t(E) \times 10^4$ , м <sup>-1</sup>	$L_t$ , м
1	$1,0 \cdot 10^0$	10,2	428	23,4	470	21,3	476	21,0	488	20,5
2	$2,0 \cdot 10^0$	10,2	428	23,4	470	21,3	476	21,0	485	20,6
3	$4,0 \cdot 10^0$	10,1	423	23,6	466	21,4	472	21,2	478	20,9
4	$7,0 \cdot 10^0$	10,1	423	23,6	466	21,4	472	21,2	476	21,0
5	$1,0 \cdot 10^1$	10,0	419	23,8	462	21,6	467	21,4	471	21,2
6	$2,0 \cdot 10^1$	9,93	416	24,0	459	21,8	464	21,5	467	21,4
7	$3,0 \cdot 10^1$	9,94	417	24,0	459	21,8	465	21,5	467	21,4
8	$4,0 \cdot 10^1$	9,95	417	24,0	460	21,7	465	21,5	467	21,4
9	$7,0 \cdot 10^1$	9,91	415	24,1	458	21,8	464	21,6	465	21,5
10	$1,0 \cdot 10^2$	9,84	412	24,2	455	22,0	461	21,7	462	21,6
11	$1,5 \cdot 10^2$	9,70	407	24,6	449	22,2	455	22,0	456	21,9
12	$2,0 \cdot 10^2$	9,61	403	24,8	446	22,4	451	22,2	452	22,1
13	$2,5 \cdot 10^2$	9,58	402	24,9	444	22,5	450	22,2	451	22,2
14	$3,0 \cdot 10^2$	9,44	396	25,3	438	22,8	444	22,5	445	22,5
15	$4,0 \cdot 10^2$	9,30	389	25,6	433	23,1	438	22,8	439	22,8
16	$6,0 \cdot 10^2$	9,12	382	26,2	425	23,5	431	23,2	431	23,2
17	$7,0 \cdot 10^2$	9,06	380	26,3	422	23,7	428	23,4	428	23,3
18	$1,0 \cdot 10^3$	8,88	372	26,9	415	24,0	420	23,8	421	23,8
19	$2,0 \cdot 10^3$	8,49	356	28,1	397	25,1	404	24,7	404	24,7
20	$4,0 \cdot 10^3$	8,08	338	29,5	381	26,2	387	25,8	387	25,8
21	$7,0 \cdot 10^3$	7,62	319	31,3	362	27,6	367	27,2	368	27,2
22	$1,0 \cdot 10^4$	7,46	313	32,0	355	28,1	361	27,7	361	27,7
23	$2,5 \cdot 10^4$	6,50	272	36,7	315	31,7	320	31,2	320	31,2
24	$4,0 \cdot 10^4$	5,82	244	41,0	287	34,9	291	34,3	291	34,3
25	$6,0 \cdot 10^4$	5,26	220	45,3	263	38,0	267	37,4	267	37,4
26	$8,0 \cdot 10^4$	4,76	199	50,1	242	41,3	246	40,6	246	40,6
27	$1,0 \cdot 10^5$	4,30	180	55,5	223	44,8	226	44,2	226	44,2

П р и м е ч а н и я: 1. При вычислении макроскопических сечений использованы ядерные концентрации, приведенные в табл. 2. 2.  $\Sigma_s^O(E) = 42,7 \cdot 10^{-4} \text{ м}^{-1} = 0,427 \cdot 10^{-2} \text{ м}^{-1} = \text{const}$ ;  $\Sigma_s^H(1 \text{ эВ}) = 5,51 \cdot 10^{-4} \text{ м}^{-1}$ ;  $\Sigma_s^H(100 \text{ кэВ}) = 3,4 \cdot 10^{-4} \text{ м}^{-1}$ . 3. Барн (б) =  $10^{-28} \text{ м}^2$ .

\* В рассматриваемой области энергий нейтрон испытывает только упругое рассеяние, т.е.  $\sigma_s^N(E) \equiv \sigma_{el}^N(E)$  [4].

Таблица 2

Параметры, характеризующие поглощение нейтронов в воздухе

Нуклид	Ядерная концентрация $\times 10^{-19}$ ядро/см <sup>3</sup>	$\sigma_a(E_T)$ , б	$\sigma_a(E_T)v_T$ , б·эВ <sup>1/2</sup>	$\rho = \rho_{Я} \sigma_a v_T$ , м <sup>-1</sup> ·эВ <sup>1/2</sup>	$\rho = \rho_{Я} \sigma_a v_T$ , с <sup>-1</sup>	$\alpha_c = \rho^{-1}$ , м·эВ <sup>1/2</sup>	$\alpha_c = \rho^{-1}$ , с
1	2	3	4	5	6	7	8
N	4,19202	1,85	4,1615·10 <sup>-1</sup>	1,7445·10 <sup>-3</sup>	17,06247	573,231	5,8608·10 <sup>-2</sup>
O	1,15549	2,71·10 <sup>-4</sup>	6,0960·10 <sup>-5</sup>	7,0438·10 <sup>-8</sup>	6,8894·10 <sup>-4</sup>	1,4197·10 <sup>7</sup>	1451,5
H	0,02687	0,332	7,4681·10 <sup>-2</sup>	2,00684·10 <sup>-6</sup>	1,9628·10 <sup>-2</sup>	4,9830·10 <sup>5</sup>	50,9466
{ N	4,19202	-	-	1,7446·10 <sup>-3</sup>	17,06320	573,207	5,8606·10 <sup>-2</sup>
{ O	1,15549	-	-	-	-	-	-
{ N	4,19202	-	-	1,7466·10 <sup>-3</sup>	17,08283	572,548	5,8538·10 <sup>-2</sup>
{ O	1,15549	-	-	-	-	-	-
{ H	0,02687	-	-	-	-	-	-

Примечания: 1. Ядерные концентрации соответствуют следующей модели воздуха: азота - 78%, кислорода - 21,5%, водорода - 0,5%. 2.  $v_T = 0,2249444$  эВ<sup>1/2</sup> =  $\sqrt{2E_T} = \sqrt{2 \cdot 0,0253}$  эВ  $\approx 2200$  м/с, т.е.  $v$  (м/с) =  $9780,75 v$  (эВ<sup>1/2</sup>). 3. При использовании энергетической шкалы целесообразно употребление параметров  $\rho = \rho_{Я} \sigma_a(E_T) v_T$  и  $\alpha_c = \rho^{-1} = 1/\rho_{Я} \sigma_a(E_T) v_T$ . Соответствующие величины будут меньше приведенных в пятой колонке и больше приведенных в седьмой колонке в  $\sqrt{2}$  раз. 4. Для смеси N+O и N+O+H в пятой и шестой колонках приведены величины  $v_T \sum_{i=1}^{N+O} \rho_{Я,i} \sigma_{ai}$  (где  $N_{ei}$  - число нуклидов в смеси), в седьмой и восьмой колонках - их обратные значения.

В табл.2,3 приведены ядерные концентрации азота, кислорода, водорода для выбранной модели воздуха, а также параметры, характеризующие поглощение нейтронов этими ядрами, и длины пробега. Данные пятой и седьмой колонок табл.2 удобны, если расчеты проводятся в энергетической шкале либо в шкале скорости в единицах эВ<sup>1/2</sup>; данные шестой и восьмой колонок удобны, если скорость рассматривается в метрах (сантиметрах) на секунду. Параметры  $\rho$  и  $\alpha_c$  (шестая и восьмая колонки) входят в решение нестационарной задачи переноса нейтронов в множитель  $\exp^{-\rho t} = \exp^{-t/\alpha_c}$ , характеризующий затухание плотности потока нейтронов.

Таблица 3

Длины пробега нейтронов по отношению к поглощению нуклидами воздуха  $L_c$  и полное макроскопическое сечение поглощения нейтронов в воздухе  $\Sigma_c$

E, эВ	$L_c = \alpha_c v$ , м					$\Sigma_c = L_c^{-1}$ , м <sup>-1</sup>
	Азот	Кислород	Водород	Азот+кислород	Азот+кислород+водород	
1,0·10 <sup>0</sup>	8,107·10 <sup>2</sup>	2,008·10 <sup>7</sup>	7,047·10 <sup>5</sup>	8,106·10 <sup>2</sup>	8,097·10 <sup>2</sup>	1,24·10 <sup>-3</sup>
2,0·10 <sup>0</sup>	1,146·10 <sup>3</sup>	2,839·10 <sup>7</sup>	9,966·10 <sup>5</sup>	1,146·10 <sup>3</sup>	1,145·10 <sup>3</sup>	8,73·10 <sup>-4</sup>
7,0·10 <sup>0</sup>	2,145·10 <sup>3</sup>	5,312·10 <sup>7</sup>	1,864·10 <sup>6</sup>	2,145·10 <sup>3</sup>	2,142·10 <sup>3</sup>	4,67·10 <sup>-4</sup>
1,0·10 <sup>1</sup>	2,564·10 <sup>3</sup>	6,349·10 <sup>7</sup>	2,228·10 <sup>6</sup>	2,563·10 <sup>3</sup>	2,560·10 <sup>3</sup>	3,91·10 <sup>-4</sup>
1,0·10 <sup>2</sup>	8,107·10 <sup>3</sup>	2,008·10 <sup>8</sup>	7,047·10 <sup>6</sup>	8,106·10 <sup>3</sup>	8,097·10 <sup>3</sup>	1,24·10 <sup>-4</sup>
1,0·10 <sup>3</sup>	2,564·10 <sup>4</sup>	6,349·10 <sup>8</sup>	2,228·10 <sup>7</sup>	2,563·10 <sup>4</sup>	2,560·10 <sup>4</sup>	3,91·10 <sup>-5</sup>
1,0·10 <sup>4</sup>	8,107·10 <sup>4</sup>	2,008·10 <sup>9</sup>	7,047·10 <sup>7</sup>	8,106·10 <sup>4</sup>	8,097·10 <sup>4</sup>	1,24·10 <sup>-5</sup>
1,0·10 <sup>5</sup>	2,564·10 <sup>5</sup>	6,349·10 <sup>9</sup>	2,228·10 <sup>8</sup>	2,563·10 <sup>5</sup>	2,560·10 <sup>5</sup>	3,91·10 <sup>-6</sup>

На основе данных табл. I-3 можно сделать следующие выводы:

1. Вклад кислорода в макроскопическое сечение рассеяния воздуха значительно меньше вклада азота. Он зависит от энергии и убывает по мере замедления нейтрона от 18,9% при 100 кэВ до 11,8% при 10 кэВ и далее до 8,97% при 1 эВ (рис. I). Вклад водорода для рассматриваемой модели воздуха на порядок меньше и флуктуирует в пределах от 1,16% при 1 эВ до 1,3% при 100 кэВ, т.е. находится в пределах погрешностей в  $\sum_s^{\text{возд}}(E)$ , обусловленных погрешностями микроскопического сечения рассеяния азота. Из сказанного следует, что рассеивающие свойства воздуха в области энергий 1,0-10<sup>5</sup> эВ определяются в основном азотом. Вместе с другими обстоятельствами это дает возможность описать нейтронно-физические свойства воздуха в рамках однонуклидной модели с некоторыми эффективными параметрами (подробнее см. далее).

2. Поглощение нейтронов азотом, кислородом и водородом в рассматриваемой энергетической области описывается законом 1/v. Вклад кислорода в сечение поглощения воздуха пренебрежимо мал (менее 0,012%). Вклад водорода для принятой модели воздуха несколько больше, но также мал (менее 0,13%).

3. Макроскопическое сечение поглощения нейтронов воздухом значительно меньше сечения рассеяния. Соответственно длина пробега нейтронов в воздухе по отношению к поглощению значительно превышает длину рассеяния, поэтому полная длина пробега определяется в основном длиной рассеяния. По мере замедления нейтрона роль поглощения растет. Тем не менее даже при энергии 1 эВ вклад поглощения в полную длину пробега L и соответственно в полное сечение не превышает 2,5%.

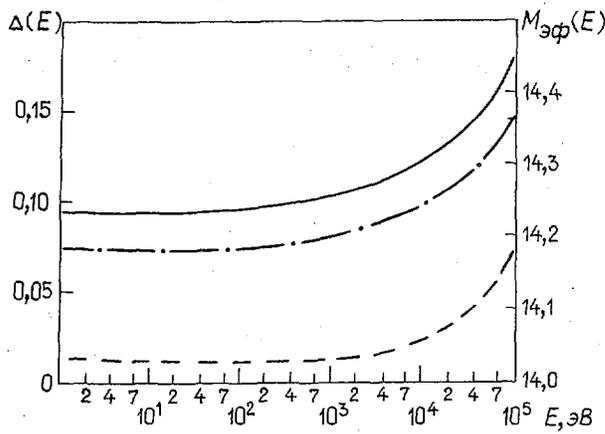


Рис. I. Вклад кислорода в макроскопическое сечение рассеяния нейтронов воздухом  $\Delta(E)$  и эффективная масса  $M_{\text{эф}}(E)$  однонуклидной модели: —  $\Delta = \sum_s^O / \sum_s^{N+O+H}$ ; — · —  $M_{\text{эф}}^{N+O}(E)$ ; — — —  $M_{\text{эф}}^{N+O+H}(E)$

Аппроксимация сечений и длин пробега нейтронов. В результате аналитической аппроксимации сечения взаимодействия и длин пробегов нейтронов находили аппроксиманту  $f^{(M)}(\chi, P_0, P_1, P_2, \dots, P_M)$ , где  $\chi$  - аргумент;  $P_m (m=0, 1, 2, \dots, M)$  - параметры;  $M+1$  - их число. Использовали простейшие выражения аппроксиманты:

$$f(a, q, \chi) = a \chi^q; \quad (1)$$

$$f^{(M)}(\chi, a_0, a_1, \dots, a_M) = \sum_{m=0}^M a_m \chi^m, \quad (2)$$

где  $M$  - целая величина ( $M \leq 6$ ). Параметры  $A = \log a$ ,  $q$  и  $a_m (m=0, 1, \dots, M)$  находили методом наименьших квадратов из условия минимума функционала:

$$J = \sum_{i=1}^I [f^{(M)}(\chi_i) - y(\chi_i)]^2, \quad (3)$$

где  $I$  - число узлов, в которых задается аппроксимируемая функция. Для случая (1) в качестве  $y(\chi_i)$  и  $f^{(M)}(\chi_i)$  используются  $\log y(\chi_i)$  и  $\log f(a, q, \chi_i) = A + q \log \chi_i$ .

Необходимым условием минимума функции переменных  $A, q$  или  $a_m$  является равенство нулю частных производных от функционала  $J$  по этим переменным. Решение задачи, таким образом, сводится к решению системы линейных алгебраических уравнений относительно неизвестных  $A, q$  или  $a_m$ . Систему уравнений решали методом Крамера, т.е. неизвестные величины определяли из соотношений  $P_m = \frac{DET_m}{DET_0}$ , где  $DET_m$  и  $DET_0$  - определители матриц, полученных вычеркиванием  $m$ -го столбца или столбца свободных членов соответственно в расширенной матрице коэффициентов системы уравнений.

Расчет определителей требует много машинного времени. Кроме того, сходимость степенного ряда (2) нерегулярна. В связи с этим для контроля результатов в качестве аппроксиманты дополнительно использовали интерполяционный многочлен Ньютона, т.е.

$$f^{(M)}(\chi, a_0, a_1, \dots, a_M) = a_0 + a_1(\chi - \chi_1) + a_2(\chi - \chi_1)(\chi - \chi_2) + \dots + a_M(\chi - \chi_1)(\chi - \chi_2) \dots (\chi - \chi_M)(\chi - \chi_{M+1}), \quad \text{где } M \leq I-1. \quad (4)$$

Коэффициенты  $a_m$  легко определить, предполагая, что

$$y(\chi_k) = f^{(M)}(\chi_k) \quad (k=1, 2, \dots, M+1). \quad (4a)$$

Из выражений (4) и (4a) следует, что\*

$$a_0 = y(\chi_1); \quad a_1 = \frac{y(\chi_2) - a_0}{\chi_2 - \chi_1} = \frac{y(\chi_2)}{\chi_2 - \chi_1} + \frac{y(\chi_1)}{\chi_1 - \chi_2};$$

$$a_m = \sum_{i=1}^{m+1} \frac{y(\chi_i)}{\omega'(\chi_i)}, \quad \text{где } \omega'(\chi_i) = \frac{d}{d\chi} \left[ \prod_{j=1}^{m+1} (\chi - \chi_j) \right] \Big|_{\chi=\chi_i} \quad (4б)$$

Преимущество интерполяционного полинома Ньютона перед степенным рядом (2) в том, что при увеличении числа членов ряда  $M$  в выражении (4) значения вычисленных ранее коэффициентов  $a_m$  не меняются. В разработанном авторами алгоритме для ускорения сходимости полинома каждый раз в качестве следующего  $(k+1)$ -го узла берется такой узел  $\chi_i$  ( $i \in \{1, 2, \dots, I\}$ ), для которого отклонение полинома (4) от аппроксимируемой функции максимально.

Вычисление аппроксимант (2) и (4) проводилось с некоторой наперед заданной величиной отклонения аппроксимирующей функции от исходной (максимальная погрешность аппроксимации), после достижения которой процесс аппроксимации заканчивался. Другими словами, число членов ряда  $M$  в выражениях (2) и (4) увеличивалось до тех пор, пока погрешность аппроксимации во всех узлах не становилась меньше наперед заданной максимальной погрешности. Естественно, что не всякая точность может быть достигнута в рамках описанных алгоритмов. Кроме того, для случая (2) увеличение числа членов ряда  $M$  не всегда будет приводить к уменьшению погрешности аппроксимации.

Результаты аппроксимации сечений и длин пробега нейтронов в воздухе. В табл.4 представлены результаты аппроксимации  $L_s(v)$  степенной функцией  $av^q$  (1) в энергетических областях  $1,0-10^4$ ,  $10^4-10^5$  и  $1,0-10^5$  эВ. Длина пробега  $L_s(v)$  и соответствующие аппроксиманты приведены на рис.2. В табл.5 приведены результаты аппроксимации сечений и длин пробега нейтронов воздуха полиномами (2), причем в качестве величины  $\chi$  использовали: а) в энергетической шкале переменную  $\tilde{E} = E/E_0$  \*\*, где  $E_0 = 10^5$  эВ; б) в скоростной шкале - переменную  $\tilde{v} = v/v_0$ , где  $v_0 = \sqrt{2E_0} = 447,2135$  эВ<sup>1/2</sup> ( $E_0 = 10^5$  эВ),  $v = \sqrt{2E}$ ; в) в шкале летаргии - переменную  $\tilde{u} = \lg_{10}(10E)/\lg_{10}(10E_0) = \frac{1}{6} \lg_{10}(10E)$ .

\* В конкретных алгоритмах удобнее использовать не общие выражения (4б), а вычислять их последовательно из выражения (4) после подстановки в него  $y = (\chi_k)$ .

\*\* Здесь и далее во всех аппроксимационных соотношениях энергия  $E$  дана в электронвольтах.

Таблица 4

Аппроксимация длины пробега нейтронов по отношению к рассеянию в воздухе  $L_s(v)$  степенной функцией  $av^q$

Область энергий $\Delta E$ , эВ	q	a, м·эВ <sup>-q/2</sup>	$L^0$ , м	Погрешность аппроксимации, %	
				максимальная	средняя
1,0-10 <sup>4</sup>	0,03786	20,7263	26,11	9,84	4,54
10 <sup>4</sup> -10 <sup>5</sup>	0,49496	2,1553	44,2	9,84	5,07
1,0-10 <sup>5</sup>	0,1	21,2711	39,16	30,81	21,83
	0,15	15,6130	39,00	21,76	12,91
	0,2	10,6985	36,26	45,45	22,08

Примечания: 1.  $L^0$  - параметр, используемый в теории [5,6]:  $L^0 = av_0^q$ , где  $v_0$  - некоторая нормировочная величина, имеющая смысл максимальной скорости нейтронов в рассматриваемой задаче. Приведенные в настоящей таблице значения  $L^0$  соответствуют  $v_0 = \sqrt{2E_0} = 447,2135 \text{ эВ}^{1/2}$  ( $E_0 = 10^5 \text{ эВ}$ ). 2. Для получения длин пробега по формуле (1) с параметрами табл.4 скорость  $v$  необходимо использовать в единицах  $\text{эВ}^{1/2}$ , т.е.  $v = \sqrt{2E}$ . 3. Величина  $q$  безразмерная.

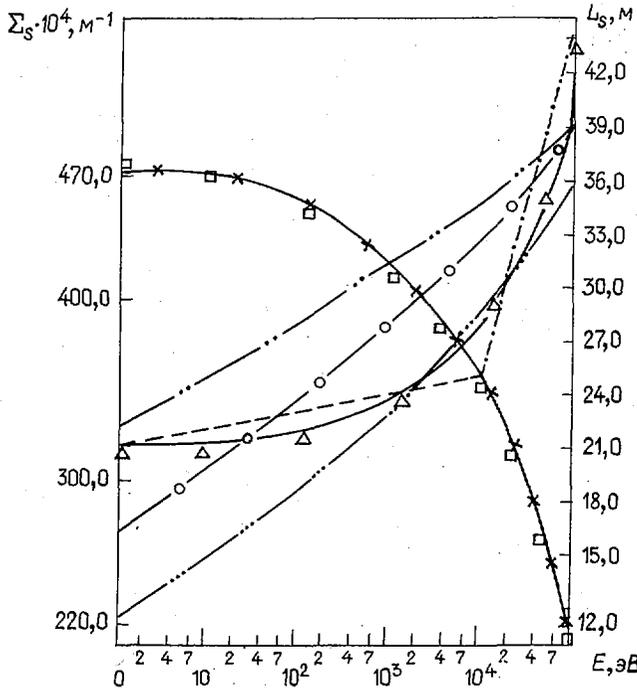


Рис.2. Макроскопическое сечение рассеяния нейтронов  $\Sigma_s$  и полная длина пробега нейтронов по отношению к рассеянию  $L_s$  в воздухе и их аппроксимации:  $\times$  -  $\Sigma_{s, N+O+H}$ ;  $\square$  -  $\Sigma_{s, N}$ ;  $\triangle$  -  $L_s^{N+O+H}$ ;  $---$  -  $q = 0,03786, L^0 = 26,11 \text{ м}, a = 20,7263 \text{ м/эВ}^{q/2}$ ;  $\cdots$  -  $q = 0,4949636, L^0 = 44,2 \text{ м}, a = 2,1553 \text{ м/эВ}^{q/2}$ ;  $-o-$  -  $q = 0,15, L^0 = 39 \text{ м}, a = 15,6130 \text{ м/эВ}^{q/2}$ ;  $---$  -  $q = 0,1, L^0 = 39,16 \text{ м}, a = 21,2711 \text{ м/эВ}^{q/2}$ ;  $\cdots$  -  $q = 0,2, L^0 = 36,26 \text{ м}, a = 10,6985 \text{ м/эВ}^{q/2}$ ;  $\triangle$  -  $L_s = b+av = 21,433+0,070338 \sqrt{E}$

Y	a <sub>0</sub>	a <sub>1</sub>	a <sub>2</sub>	a <sub>3</sub>	a <sub>4</sub>	Погрешность аппроксимации, %	
						максимальная	средняя
$\sigma_S^N(\tilde{E})$	$0,97443 \cdot 10^1$	$-0,34643 \cdot 10^2$	$0,11124 \cdot 10^3$	$-0,14791 \cdot 10^3$	$0,65925 \cdot 10^2$	7,95	3,96
$[\sigma_S^N(\tilde{E})]^{-1}$	$0,10258 \cdot 10^0$	$0,44548 \cdot 10^0$	$-0,12221 \cdot 10^1$	$0,16113 \cdot 10^1$	$-0,70523 \cdot 10^0$	5,75	3,04
$\sigma_S^N(\tilde{v})$	$0,10162 \cdot 10^2$	$-0,1301 \cdot 10^2$	$0,14631 \cdot 10^2$	$-0,75602 \cdot 10^1$	-	2,52	1,06
$[\sigma_S^N(\tilde{v})]^{-1}$	$0,99656 \cdot 10^1$	$0,99576 \cdot 10^{-1}$	$0,28647 \cdot 10^{-1}$	-	-	2,95	1,64
$\sigma_S^N(\tilde{u})$	$0,10675 \cdot 10^2$	$-0,41942 \cdot 10^1$	$0,11424 \cdot 10^2$	$-0,13458 \cdot 10^2$	-	3,41	1,06
$[\sigma_S^N(\tilde{u})]^{-1}$	$0,50083 \cdot 10^{-1}$	$0,38299 \cdot 10^{-0}$	$-0,89854 \cdot 10^0$	$0,68275 \cdot 10^0$	-	6,95	3,39
$\Sigma_S^{N+0}(\tilde{E})$	$0,45092 \cdot 10^{-1}$	$-0,14527 \cdot 10^{-0}$	$0,46629 \cdot 10^{-0}$	$-0,61998 \cdot 10^{-0}$	$0,27637 \cdot 10^{-0}$	7,02	3,49
$L_S^{N+0}(\tilde{E})$	$0,22147 \cdot 10^2$	$0,85404 \cdot 10^2$	$-0,23978 \cdot 10^3$	$0,31588 \cdot 10^3$	$-0,13887 \cdot 10^3$	5,27	3,15
$\Sigma_S^{N+0}(\tilde{v})$	$0,46877 \cdot 10^{-1}$	$-0,54538 \cdot 10^{-1}$	$0,61333 \cdot 10^{-1}$	$-0,31693 \cdot 10^{-1}$	-	2,21	1,03
$L_S^{N+0}(\tilde{v})$	$0,21433 \cdot 10^2$	$0,22243 \cdot 10^2$	-	-	-	2,62	1,28
$\Sigma_S^{N+0}(\tilde{u})$	$0,49024 \cdot 10^{-1}$	$-0,17584 \cdot 10^{-1}$	$0,47887 \cdot 10^{-1}$	$-0,56418 \cdot 10^{-1}$	-	2,72	0,90
$L_S^{N+0}(\tilde{u})$	$0,13638 \cdot 10^2$	$0,61226 \cdot 10^2$	$-0,14487 \cdot 10^3$	$0,11254 \cdot 10^3$	-	5,32	2,53
$\Sigma_t^{N+0}(\tilde{E})$	$0,45419 \cdot 10^{-1}$	$-0,15100 \cdot 10^{-0}$	$0,49032 \cdot 10^{-0}$	$-0,65449 \cdot 10^{-0}$	$0,29243 \cdot 10^{-0}$	7,27	3,92
$L_t^{N+0}(\tilde{E})$	$0,22021 \cdot 10^2$	$0,87991 \cdot 10^2$	$-0,25067 \cdot 10^3$	$0,33156 \cdot 10^3$	$-0,14611 \cdot 10^3$	6,34	3,22
$\Sigma_t^{N+0}(\tilde{v})$	$0,47339 \cdot 10^{-1}$	$-0,59434 \cdot 10^{-1}$	$0,72206 \cdot 10^{-1}$	$-0,38254 \cdot 10^{-1}$	-	2,79	1,28
$L_t^{N+0}(\tilde{v})$	$0,21047 \cdot 10^2$	$0,30855 \cdot 10^2$	$-0,28638 \cdot 10^2$	$0,21680 \cdot 10^2$	-	2,11	0,83
$\Sigma_t^{N+0}(\tilde{u})$	$0,51546 \cdot 10^{-1}$	$-0,27414 \cdot 10^{-1}$	$0,60534 \cdot 10^{-1}$	$-0,61770 \cdot 10^{-1}$	-	2,87	0,90
$L_t^{N+0}(\tilde{u})$	$0,12543 \cdot 10^2$	$0,65409 \cdot 10^2$	$-0,15015 \cdot 10^3$	$0,11473 \cdot 10^3$	-	5,31	2,54

Примечание. Коэффициенты имеют размерность: б - для микроскопических сечений;  $1/б = 10^{28} \text{ м}^{-2}$  для величин, обратных сечению;  $\text{м}^{-1}$  - для макроскопических сечений; м - для длин пробега.

Ниже приведены примеры интерпретации данных табл.5:

$$\begin{aligned} \sigma_S^N(E) &= 9,7443 - 34,643\tilde{E} + 111,24\tilde{E}^2 - 147,91\tilde{E}^3 + 65,925\tilde{E}^4, \quad \text{где } \tilde{E} = 10^{-5}E; \\ \sigma_S^N(v) &= 10,162 - 13,01\tilde{v} + 14,631\tilde{v}^2 - 7,5602\tilde{v}^3, \quad \text{где } \tilde{v} = v/447,21, v = \sqrt{2E}; \\ \sigma_S^N(u) &= 10,675 - 4,1942\tilde{u} + 11,424\tilde{u}^2 - 13,458\tilde{u}^3, \quad \text{где } \tilde{u} = \frac{1}{6}(1 + \lg_0 E). \end{aligned} \quad (5)$$

В табл.6 представлены коэффициенты интерполяционного многочлена Ньютона (4). В качестве величины  $\chi$  использовали: в энергетической шкале - энергию  $E$ ; в скоростной шкале - скорость  $v = \sqrt{2E}$ ; в шкале летаргии - переменную  $\tilde{u} = \lg_{10}(10E) = 1 + \lg_{10} E$ . В крайнем правом столбце табл.6 дается последовательность узлов соответствующего интерполяционного многочлена Ньютона  $\chi_k$ .

Например, для  $\sigma_S^N(E)$   $\chi_1 = E_1$ ,  $\chi_2 = E_{27}$ ,  $\chi_3 = E_{24}$ ,  $\chi_4 = E_{21}$  (нумерация узлов дана в табл.1).

Ниже приведены примеры интерпретации данных табл.6:

$$\sigma_S^N(E) = 10,2 - 0,59001 \cdot 10^{-4} A + 0,8417 \cdot 10^{-9} B - 0,76381 \cdot 10^{-13} C + 0,89848 \cdot 10^{-18} D, \quad \text{где}$$

$$A = (E-1); B = A(E-10^5); C = B[E-(4 \cdot 10^4)]; D = C[E-(7 \cdot 10^3)];$$

$$\sigma_S^N(v) = 10,2 - 0,013235 A + 0,2686 \cdot 10^{-4} B - 0,706 \cdot 10^{-7} C + 0,32045 \cdot 10^{-9} D, \quad \text{где } A = v - 1,4142;$$

$$B = A(v - 447,21); C = B(v - 118,32); D = C(v - 346,41); v = \sqrt{2E};$$

$$\sigma_S^N(\tilde{u}) = 10,2 - 1,18 A - 0,495 B - 0,085994 C - 0,032374 D - 0,033888 E - 0,014204 F + 0,0084081 G,$$

где  $A = \tilde{u} - 1$ ;  $B = A(\tilde{u} - 6)$ ;  $C = B(\tilde{u} - 5)$ ;  $D = C(\tilde{u} - 2,301)$ ;  $E = D(\tilde{u} - 4,301)$ ;  $F = E(\tilde{u} - 3,3979)$ ;  $G = F(\tilde{u} - 1,301)$ ;  $\tilde{u} = \lg_{10}(10E) = 1 + \lg_{10} E$ .

Аппроксимация функций с использованием интерполяционного многочлена Ньютона

Y	a <sub>0</sub>	a <sub>1</sub>	a <sub>2</sub>	a <sub>3</sub>	a <sub>4</sub>
$\sigma_S^N(E)$	$0,10200 \cdot 10^2$	$-0,59001 \cdot 10^{-4}$	$0,84170 \cdot 10^{-9}$	$-0,75381 \cdot 10^{-13}$	$0,89848 \cdot 10^{-18}$
$[\sigma_S^N(E)]^{-1}$	$0,98039 \cdot 10^{-1}$	$0,13452 \cdot 10^{-5}$	$-0,36533 \cdot 10^{-10}$	$0,59995 \cdot 10^{-15}$	-
$\sigma_S^N(v)$	$0,10200 \cdot 10^2$	$-0,13235 \cdot 10^{-1}$	$0,26860 \cdot 10^{-4}$	$-0,70600 \cdot 10^{-7}$	$0,32045 \cdot 10^{-9}$
$[\sigma_S^N(v)]^{-1}$	$0,98039 \cdot 10^{-1}$	$0,30175 \cdot 10^{-3}$	$0,22621 \cdot 10^{-6}$	$0,16967 \cdot 10^{-8}$	$-0,66063 \cdot 10^{-11}$
$\sigma_S^N(\tilde{u})$	$0,10200 \cdot 10^2$	$-0,11800 \cdot 10^1$	$-0,49500 \cdot 10^{-0}$	$-0,85994 \cdot 10^{-1}$	$-0,32374 \cdot 10^{-1}$
$[\sigma_S^N(\tilde{u})]^{-1}$	$0,98039 \cdot 10^{-1}$	$0,26904 \cdot 10^{-1}$	$0,11023 \cdot 10^{-1}$	$0,90037 \cdot 10^{-2}$	$0,19453 \cdot 10^{-2}$
$\Sigma_S^{N+0}(E)$	$0,47034 \cdot 10^{-1}$	$-0,24733 \cdot 10^{-6}$	$0,49748 \cdot 10^{-11}$	$-0,72269 \cdot 10^{-16}$	-
$L_S^{N+0}(E)$	$0,21261 \cdot 10^2$	$0,23580 \cdot 10^{-3}$	$-0,72185 \cdot 10^{-8}$	$0,11594 \cdot 10^{-12}$	-
$\Sigma_S^{N+0}(v)$	$0,47034 \cdot 10^{-1}$	$-0,55480 \cdot 10^{-4}$	$0,11260 \cdot 10^{-6}$	$-0,29596 \cdot 10^{-9}$	$0,13433 \cdot 10^{-11}$
$L_S^{N+0}(v)$	$0,21261 \cdot 10^2$	$0,52893 \cdot 10^{-1}$	$0,25991 \cdot 10^{-4}$	$0,30722 \cdot 10^{-6}$	$-0,12853 \cdot 10^{-8}$
$\Sigma_S^{N+0}(\tilde{u})$	$0,47034 \cdot 10^{-1}$	$-0,49466 \cdot 10^{-2}$	$-0,17736 \cdot 10^{-2}$	$-0,29182 \cdot 10^{-3}$	$-0,14299 \cdot 10^{-3}$
$L_S^{N+0}(\tilde{u})$	$0,21261 \cdot 10^2$	$0,4716 \cdot 10^1$	$0,18855 \cdot 10^1$	$0,14283 \cdot 10^1$	$0,30219 \cdot 10^0$
$\Sigma_t^{N+0}(E)$	$0,48292 \cdot 10^{-1}$	$-0,25991 \cdot 10^{-6}$	$0,54779 \cdot 10^{-11}$	$-0,80653 \cdot 10^{-16}$	-
$L_t^{N+0}(E)$	$0,20708 \cdot 10^2$	$0,24134 \cdot 10^{-3}$	-	-	-
$\Sigma_t^{N+0}(v)$	$0,48292 \cdot 10^{-1}$	$-0,58301 \cdot 10^{-4}$	$0,13673 \cdot 10^{-6}$	$-0,36590 \cdot 10^{-9}$	-
$L_t^{N+0}(v)$	$0,20708 \cdot 10^2$	$0,54135 \cdot 10^{-1}$	$-0,78013 \cdot 10^{-4}$	$0,52857 \cdot 10^{-6}$	$-0,11890 \cdot 10^{-8}$
$\Sigma_t^{N+0}(\tilde{u})$	$0,48292 \cdot 10^{-1}$	$-0,51981 \cdot 10^{-2}$	$-0,20122 \cdot 10^{-2}$	$-0,38623 \cdot 10^{-3}$	$-0,10067 \cdot 10^{-3}$
$L_t^{N+0}(\tilde{u})$	$0,20708 \cdot 10^2$	$0,48267 \cdot 10^1$	$0,20653 \cdot 10^1$	$0,47781 \cdot 10^0$	$0,37316 \cdot 10^0$

Примечание. Размерность  $\alpha_m$  определяется соотношением  $[\alpha_i] = [y]/[x]^i$ , размерность  $\alpha_2$  в аппроксиманте для  $\sigma_S^N(E)$  есть  $[\alpha_2] = \sigma/\text{эВ}^2 = 10^{-28} \text{ м}^2 \cdot \text{эВ}^{-2}$ ;

В табл.4-6 наряду с максимальной погрешностью аппроксимации приведена средняя по узлам исходной функции погрешность, характеризующая качество аппроксимации в целом:  $\bar{\Delta} = \sqrt{J/I}$ , где J и I определены в формуле (3). Следует обратить внимание на тот факт, что в табл.5 и 6 приведены аппроксимации макроскопических сечений и соответствующих длин пробега для смеси азота и кислорода. В большинстве задач переноса нейтронов в воздухе требуется знание именно этих величин (вклад водорода или аргона сравним с погрешностью измерения сечений для азота).

Результаты аппроксимации, приведенные в табл.4-6 и на рис.1,2, позволяют сделать следующие выводы:

- наилучшая аппроксимация (наименьшее число членов полиномов при минимальной погрешности аппроксимации) достигается в скоростной шкале. Аппроксимацию (5) для  $\sigma_S^N(v)$  рекомендуется использовать в файлах данных по нейтронным сечениям для азота, поскольку погрешность аппроксимации не выходит за пределы погрешностей оцененных данных;

- наилучшая аппроксимация для  $[\sigma_S^N(v)]^{-1}$  приведена в табл.5 (три члена полинома, максимальная погрешность аппроксимации меньше 2,95%);

- наилучшая аппроксимация длины пробега нейтронов в воздухе в области энергий  $1,0 \cdot 10^5$  эВ

$$L_S^{N+0}(v) = 21,433 + 22,243 v/v_0 = 21,433 + 22,243 \sqrt{E/E_0} = 21,433 + 0,070338 \sqrt{E} = 21,433 + 0,049737 v, \quad (6)$$

где  $E_0 = 10^5$  эВ. Максимальная погрешность аппроксимации 2,62%,  $\Delta = 1,28\%$  (см. рис.2);

Таблица 6

$a_5$	$a_6$	$a_7$	Погрешность аппроксимации, %		Последовательность узлов в формуле (4)
			максимальная	средняя	
-	-	-	15,71	4,68	$E_1, E_{27}, E_{24}, E_{21}$
-	-	-	16,95	4,51	$E_1, E_{27}, E_{21}$
-	-	-	1,81	0,53	$v_1, v_{27}, v_{21}, v_{25}$
$0,43701 \cdot 10^{-13}$	$0,32187 \cdot 10^{-15}$	-	1,67	0,55	$v_1, v_{27}, v_{23}, v_{19}, v_{24}, v_{26}$
$-0,33888 \cdot 10^{-1}$	$-0,14204 \cdot 10^{-1}$	$0,84081 \cdot 10^{-2}$	1,95	0,48	$\tilde{u}_1, \tilde{u}_{27}, \tilde{u}_{22}, \tilde{u}_6, \tilde{u}_{19}, \tilde{u}_{13}, \tilde{u}_2$
$0,70314 \cdot 10^{-3}$	$0,22293 \cdot 10^{-3}$	-	1,52	0,34	$u_1, u_{27}, u_{18}, u_{23}, u_5, u_{10}$
-	-	-	14,2	5,04	$E_1, E_{27}, E_{23}$
-	-	-	15,9	4,19	$E_1, E_{27}, E_{21}$
-	-	-	1,5	0,47	$v_1, v_{27}, v_{21}, v_{25}$
$0,76301 \cdot 10^{-11}$	-	-	1,88	0,67	$v_1, v_{27}, v_{23}, v_{19}, v_{24}$
$-0,9507 \cdot 10^{-4}$	$-0,37244 \cdot 10^{-4}$	-	1,61	0,51	$\tilde{u}_1, \tilde{u}_{27}, \tilde{u}_{20}, \tilde{u}_6, \tilde{u}_{23}, \tilde{u}_{13}$
$0,11372 \cdot 10^0$	$0,38883 \cdot 10^{-1}$	-	0,93	0,29	$u_1, u_{27}, u_{18}, u_{23}, u_5, u_{10}$
-	-	-	16,6	6,85	$E_1, E_{27}, E_{23}$
-	-	-	18,9	8,03	$E_1$
-	-	-	4,1	2,06	$v_1, v_{27}, v_{21}$
$0,94248 \cdot 10^{-11}$	-	-	1,90	0,61	$v_1, v_{27}, v_{17}, v_{23}, v_{25}$
$-0,16384 \cdot 10^{-3}$	$-0,10732 \cdot 10^{-3}$	$0,45184 \cdot 10^{-4}$	1,81	0,42	$u_1, u_{27}, u_{22}, u_6, u_{17}, u_{10}, u_3$
$0,15627 \cdot 10^0$	$0,46555 \cdot 10^{-1}$	-	1,13	0,39	$u_1, u_{27}, u_{19}, u_6, u_{23}, u_{13}$

где  $[y]$  - размерность аппроксимируемой функции,  $[x]$  - размерность аргумента. Например, размерность  $a_3$  в аппроксиманте для  $\sigma_S^N(v)$  есть  $[a_3] = 6 \cdot \text{эВ}^{-3/2}$ .

- наилучшей аппроксимацией длины пробега нейтронов в воздухе степенной функцией типа  $av^q$  в области энергий  $1,0-10^5$  эВ следует считать аппроксимацию с параметрами  $a=15,613$ ;  $q=0,15$ . Погрешность аппроксимации достаточно большая (максимальная 21,76%, средняя 12,91%), однако она значительно меньше той, которая соответствует аппроксимации длины пробега константой, поэтому возможность учета энергетической зависимости длины пробега нейтронов даже в виде  $av^q$  в рамках работ [5-7] представляет собой существенный прогресс в аналитической теории нестационарного переноса нейтронов в тяжелых средах. Довольно простые соотношения теории [5-7] позволяют корректно определить влияние погрешности аппроксимации длины пробега на поля нейтронов. Погрешность расчетов можно существенно уменьшить (примерно в 3 раза), если аналитические соотношения теории [5,6] в схеме [7] использовать дважды: метод Монте-Карло (при  $E > 10^5$  эВ) и аналитические соотношения ( $a = 2,1553$ ;  $q = 0,49496$ ) в области  $10^4-10^5$  эВ - аналитические соотношения ( $a = 20,7263$ ;  $q = 0,03786$ ) в области  $1,0-10^4$  эВ. Однако такое двойное использование теории, давая выигрыш в точности расчетов, приведет к увеличению времени решения задачи за счет дополнительного вычисления члена источника нейтронов в области ниже  $10^4$  эВ. Более выгодным (по точности и затратам времени) окажется использование однократной (по аналитике) схемы [7]: метод Монте-Карло до  $E=10^5$  эВ - теория, допускающая использование наиболее точной аппроксимации длины пробега нейтронов в воздухе (6) во всей области энергий  $1,0-10^5$  эВ (см. сноску на с.3), поскольку

потери времени на расчет более сложных (но более точных) аналитических соотношений меньше затрат времени на расчет члена источника нейтронов в области ниже  $10^4$  эВ.

Следует отметить, что целесообразность использования той или иной аппроксимации (см. табл. 4-6) определяется потребностями того класса задач, в котором они могут быть использованы (см. первый подраздел).

Описание нейтронно-физических свойств воздуха в рамках однонуклидной модели с эффективной массой и эффективными сечениями. Поскольку вклад кислорода и водорода в макроскопическое сечение взаимодействия нейтронов с воздухом невелик (см. рис. 1, табл. 1), нейтронно-физические свойства воздуха можно описать, считая его одноэлементной средой, состоящей только из азота. Это упрощает кинетическое уравнение переноса нейтронов в воздухе, облегчая его аналитическое решение. Например, становится возможным применение к рассматриваемой проблеме теории [5-7] практически целиком без каких-либо ограничений. Впервые на это обстоятельство было указано в работах [11, 12]. В частности, было отмечено, что погрешность однонуклидной модели можно уменьшить, если ввести эффективную плотность ядер азота  $\rho_{Я,эф}^N$ . Оценки [11, 12] дают для полного макроскопического сечения взаимодействия нейтронов с воздухом величину  $\rho_{Я,эф}^N = 1,2 \rho_{Я}^N$ , где  $\rho_{Я}^N$  - ядерная концентрация азота в принятой модели воздуха. Выполненный в настоящей работе анализ позволяет обобщить этот подход на сечения поглощения и рассеяния, включая дифференциальные характеристики.

Действительно, поглощение нейтронов в воздухе в рамках однонуклидной модели может быть учтено точно, поскольку в рассматриваемой области энергий сечения поглощения для всех нуклидов подчиняются закону  $1/v$ . Таким образом, воздуху как одноэлементной среде, состоящей только из азота, можно приписать значение макроскопического сечения поглощения, соответствующего истинному воздуху, т.е.

$$\Sigma_{\alpha,эф}^N(E) = \Sigma_{\alpha}^{возд}(v) = v_T/v [\rho_{Я}^N \sigma_{\alpha}^N(E) + \rho_{Я}^O \sigma_{\alpha}^O(E) + \rho_{Я}^H \sigma_{\alpha}^H(E)] = \eta/v = 1/\alpha_c v,$$

где  $\eta = 17,08283 \text{ с}^{-1}$ ;  $\alpha_c = 58,538 \text{ мс} = 0,058538 \text{ с}$  (см. табл. 2).

Энергетические зависимости сечений рассеяния нейтронов на азоте и кислороде в рассматриваемой энергетической области существенно различны: для кислорода сечение  $\sigma_s^O$  постоянно, тогда как значение  $\sigma_s^N(E)$  с ростом энергии падает (см. табл. 1). Следовательно, учет вклада кислорода в полное макроскопическое сечение рассеяния в рамках однонуклидной модели нельзя осуществить так же просто, как это сделано для поглощения. Найдём плотность  $\rho_{Я,s,эф}^N$ , минимизируя функционал (3), в котором  $y(\chi_i) = \Sigma_s^{возд}(\chi_i) = \Sigma_s^{N+O+H}(\chi_i)$ ;  $f^M(\chi_i) = \rho_{Я,s,эф}^N \sigma_s^N(\chi_i)$ , где  $\chi_i \equiv E_i$ .

Для  $\rho_{Я,s,эф}^N$  получаем соотношение

$$\rho_{Я,s,эф}^N = \frac{\sum_{i=1}^I \Sigma_s^{возд}(E_i) \sigma_s^N(E_i)}{\sum_{i=1}^I [\sigma_s^N(E_i)]^2}.$$

Используя в качестве величин  $\Sigma_s^{возд}(E)$  и  $\sigma_s^N(E)$  данные табл. 1, получаем, что  $\rho_{Я,s,эф}^N = 4,726 \cdot 10^{-19} \text{ ядро/см}^3$ ; при этом максимальная погрешность аппроксимации составляет 10,2%, средняя - 3,33%.

Преимущество только что описанной схемы в том, что кислород и водород исключаются из рассмотрения в области энергии ниже  $10^5$  эВ. Остается только азот с эффективными макроскопическими сечениями рассеяния  $\rho_{Я,s,эф}^N \sigma_s^N(E)$  и поглощения  $\Sigma_{\alpha,эф}^N(E) \equiv \Sigma_{\alpha}^{возд}$ . Следовательно, оказывается возможным использование такой однонуклидной модели воздуха не только в теории типа [5-7], но и в существующих программах и алгоритмах, в том числе вероятностных, если в них внести незначительные изменения, касающиеся ввода начальных данных, и исключить кислород и водород из рассмотрения в области энергий ниже  $10^5$  эВ. Источник возникающих при этом

погрешностей - приближенное описание макроскопического сечения рассеяния (длины пробега по отношению к рассеянию) с ошибкой в среднем 3,33% (см. выше) и незначительное завышение замедляющих свойств воздуха в результате небольшого занижения массы нуклида (масса ядра кислорода несколько больше массы ядра азота).

Дальнейшее уточнение однонуклидной модели воздуха достигается введением некоторой гипотетической одноэлементной среды с макроскопическими сечениями поглощения и рассеяния, равными соответствующим сечениям воздуха, и с массой нуклида

$$M_{эф}(E) = \frac{\sum_{i=1}^{N_{el}} \sum_{s,i} \sigma_{s,i}(E) M_i}{\sum_{i=1}^{N_{el}} \sum_{s,i} \sigma_{s,i}(E)} = \frac{\sum_{i=1}^{N_{el}} \rho_{я,i} \sigma_{s,i}(E) M_i}{\sum_s \sigma_s^{возд}(E)},$$

где  $N_{el}$  - число элементов в принятой модели воздуха;  $\sigma_{s,i}(E)$  - микроскопическое сечение рассеяния на  $i$ -м компоненте воздуха, ядерная концентрация которого равна  $\rho_{я,i}$ ;  $M_i$  - масса  $i$ -го нуклида. Эффективные массы, вычисленные для смесей N+O и N+O+H, согласно данным табл. 1 и 2, представлены в табл. 7 и на рис. 1. Энергетическая зависимость эффективной массы слабая. Ее можно учесть простейшими аппроксимациями с малой погрешностью. Практически без потери точности результатов расчета можно использовать средние эффективные массы  $\bar{M}_{эф} = \int M_{эф}(E) dE / \int dE$ , которые, очевидно, близки к массе ядра азота.

Таблица 7

Эффективные массы в однонуклидных моделях воздуха

E, эВ	$M_{эф}^{N+O}(E)$	$M_{эф}^{N+O+H}(E)$	E, эВ	$M_{эф}^{N+O}(E)$	$M_{эф}^{N+O+H}(E)$	E, эВ	$M_{эф}^{N+O}(E)$	$M_{эф}^{N+O+H}(E)$
$1,0 \cdot 10^0$	14,1801	14,0275	$1,0 \cdot 10^2$	14,1861	14,0292	$2,0 \cdot 10^3$	14,2125	14,0343
$2,0 \cdot 10^0$	14,1801	14,0275	$1,5 \cdot 10^2$	14,1885	14,0296	$4,0 \cdot 10^3$	14,2220	14,0388
$4,0 \cdot 10^0$	14,1817	14,0280	$2,0 \cdot 10^2$	14,1901	14,0298	$7,0 \cdot 10^3$	14,2339	14,0444
$7,0 \cdot 10^0$	14,1817	14,0280	$2,5 \cdot 10^2$	14,1906	14,0299	$1,0 \cdot 10^4$	14,2383	14,0489
$1,0 \cdot 10^1$	14,1831	14,0280	$3,0 \cdot 10^2$	14,1932	14,0303	$2,5 \cdot 10^4$	14,2687	14,0721
$2,0 \cdot 10^1$	14,1845	14,0284	$4,0 \cdot 10^2$	14,1958	14,0307	$4,0 \cdot 10^4$	14,2939	14,0934
$3,0 \cdot 10^1$	14,1973	14,0287	$6,0 \cdot 10^2$	14,1993	14,0316	$6,0 \cdot 10^4$	14,3217	14,1224
$4,0 \cdot 10^1$	14,1842	14,0286	$7,0 \cdot 10^2$	14,2004	14,0317	$8,0 \cdot 10^4$	14,3496	14,149
$7,0 \cdot 10^1$	14,1849	14,0288	$1,0 \cdot 10^3$	14,2041	14,0326	$1,0 \cdot 10^5$	14,3798	14,1771

Представленная выше однонуклидная модель воздуха с эффективной массой легко реализуется в аналитических методах. Ее можно также использовать в существующих алгоритмах и программах, однако это сопряжено с изменениями в программах, более существенными, чем для одноэлементной модели воздуха, в которой воздух предполагается состоящим только из азота. Планируемая обкатка моделей с помощью комплекса программ НАТА [7] покажет пути их практической реализации.

ж ж ж

В работе представлены результаты аппроксимаций сечений и длин пробега нейтронов для общепринятой модели воздуха [4] в области энергий  $1,0-10^5$  эВ. Указаны погрешности аппроксимаций и высказаны рекомендации по их использованию. В частности, обнаружено, что длина пробега нейтронов в воздухе (в метрах) может быть описана простой функцией  $21,433+0,0703388\sqrt{E}$  с погрешностью, не выходящей за пределы погрешностей оцененных данных для азота. Получена также аппроксимация для микроскопического сечения рассеяния нейтронов на азоте, которую рекомендуется использовать в файлах нейтронных данных для азота. Тщательно изучены возможности однонуклидных моделей воздуха и высказаны соображения по их эффективному использованию в теории переноса нейтронов.

Получение аналогичных результатов для любой другой модели воздуха (другие концентрации составляющих элементов) не сопряжено с трудностями. Полученные результаты будут способствовать развитию аналитических методов решения кинетического уравнения переноса нейтронов в тяжелых сре-

дах, а также повышению эффективности расчетных схем и алгоритмов, ориентированных на изучение полей нейтронов в воздухе.

#### Список литературы

1. Бадиков С.А., Виноградов В.А., Гай В.В., Работнов Н.С. Атомная энергия, 1984, т.56, вып.1, с.20-25.
2. Труханов Г.Я. Информационный бюллетень ГСССД. М.: Изд-во стандартов, 1982, вып.10-11, с.4-8.
3. Труханов Г.Я. В кн.: Третья всесоюзная научная конференция по защите от ионизирующих излучений ядерно-технических установок. Тбилиси, 1983, т.2, с.166-176.
4. Медведев Ю.А., Степанов Б.М., Труханов Г.Я. Ядерно-физические константы взаимодействия нейтронов с элементами, входящими в состав атмосферы и земной коры. М.: Энергоиздат, 1981.
5. Подосенов С.А., Труханов Г.Я. Атомная энергия, 1982, т.52, вып.1, с.47-51.
6. Подосенов С.А., Труханов Г.Я. Там же, вып.6, с.427-429.
7. Труханов Г.Я. См. [3], т.1, с.187-193.
8. Степанов Б.М., Труханов Г.Я. Таблицы рекомендуемых справочных данных "Ядерные данные по сечениям взаимодействия нейтронов с основными элементами атмосферы и земной коры. Полные сечения взаимодействия нейтронов с водородом и углеродом". М.: ВНИИКИ, 1982.
9. Труханов Г.Я. Таблицы рекомендуемых справочных данных "Ядерные данные для задач расчета полей нейтронов и сопутствующих эффектов в атмосфере Земли и в средах, состоящих из основных породообразующих элементов. I. Полное сечение взаимодействия нейтронов с азотом". М.: ВНИИКИ, 1983.
10. Труханов Г.Я. Таблицы рекомендуемых справочных данных "Ядерные данные для задач расчета полей нейтронов и сопутствующих эффектов в атмосфере Земли и в средах, состоящих из основных породообразующих элементов. 3. Полное сечение взаимодействия нейтронов с кислородом". М.: ВНИИКИ, 1983.
11. Коваленко А.М., Степанов Б.М., Труханов Г.Я. В кн.: Проблема переноса проникающих излучений в атмосфере Земли. М.: Наука, 1977, с.25-34.
12. Степанов Б.М., Труханов Г.Я. Там же, с.35-39.

Статья поступила в редакцию 6 декабря 1984 г.

УДК 539.125:523.43

КОНСТАНТНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ РАСЧЕТОВ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЙ  
С УЧЕТОМ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ

В.Л.М а з а н о в, Е.В.П л е т н и к о в, В.Ф.Х о х л о в

NUCLEAR DATA PROVIDING WITH THE TRANSPORT RADIATION WITH ALLOWANCE PHOTON-NEUTRON REACTIONS. The paper presents the description of the group nuclear data library OBRAZ - FNF, which permits to form macroscopic cross-section for using in the transport calculation of gamma-neutron radiation with allowance photon-neutron reactions.

**Р**ешение актуальных задач, связанных с переносом излучений, требует учета фотонейтронных реакций. К таким задачам, в частности, относятся: разработка новых мощных импульсных источников нейтронов на базе линейных электронных ускорителей, проблема защиты от излучений ускорителей заряженных частиц, постановка реперных и модельных экспериментов для оценки фотоядерных данных. Математическое моделирование процессов переноса фотонно-нейтронного излучения в задачах переноса позволяет существенно упростить их решение и снизить стоимость проводимых экспериментальных работ. Расчеты переноса с учетом фотоядерных реакций невозможны без должного константного обеспечения.

В этой области до сих пор ощущается недостаток данных. Универсальные программы, предназначенные для расчетов переноса нейтронов, использующие, например, метод Монте-Карло [1], могут быть без существенной доработки применены для одновременного расчета переноса фотонов путем задания соответствующих ядерных констант.

Одна из первых плодотворных работ в этом направлении – работа [2], в которой предложено использовать единую нейтронно-фотонную треугольную групповую матрицу рассеяния, генерируемую на базе известной системы константного обеспечения ОБРАЗ [3]. Эта матрица является суперпозицией трех элементов: треугольной матрицы рассеяния нейтронов, прямоугольной матрицы вероятностей генерации вторичного  $\gamma$ -излучения при взаимодействии нейтронов с веществом и треугольной матрицы рассеяния вторичных фотонов.

Настоящая работа является дальнейшим развитием идеи, изложенной в работе [2], в целях учета фотонейтронных реакций в рамках единой фотонно-нейтронно-фотонной групповой треугольной матрицы рассеяния. Составная матрица состоит из следующих шести элементов (рис.1): треугольной матрицы рассеяния первичных фотонов, треугольной матрицы вероятностей генерации нейтронов при фотонно-нейтронных реакциях под действием первичных фотонов, треугольной матрицы рассеяния нейтронов, прямоугольной матрицы вероятностей перехода первичных фотонов во вторичные, прямоугольной матрицы вероятностей генерации вторичных фотонов и треугольной матрицы рассеяния вторичных фотонов.

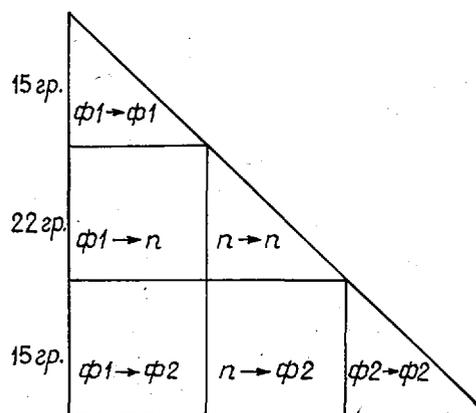


Рис.1. Структура единой фотонно-нейтронно-фотонной 52-групповой треугольной матрицы рассеяния:  $\Phi 1$  – первичные фотоны;  $\Phi 2$  – вторичные фотоны;  $n$  – нейтроны

Основной недостаток такой модели – невозможность учета фотонейтронных реакций под действием вторичных фотонов. Хотя теоретически эти реакции возможны, так как порог фотонейтронных реакций составляет несколько мегаэлектронвольт (для  ${}^9\text{Be} \geq 1,6 \text{ МэВ}$ ), а максимальная энергия вторичных фотонов менее 11 МэВ, совместная вероятность двух фотонейтронных реакций (от первичных фотонов до нейтронов от вторичных фотонов) не превышает  $10^{-3}$ . Другим недостатком единой фотонно-нейтронно-фотонной треугольной матрицы рассеяния является избыточность содержащейся в ней информации. Полностью избежать перекрытия диапазонов энергии первичных и вторичных фотонов невозможно, так как нижняя граница энергии первичных фотонов, как указано выше, не должна превышать 1,6 МэВ (для композиций, не содержащих бериллия и дейтерия, ее можно поднять до 5 МэВ), в то время как верхняя энергия вторичных фотонов должна быть не ниже 11 МэВ.

В реализованном авторами варианте системы 52-групповых ядерных констант ОБРАЗ-ФНФ диапазоны энергий первичных и вторичных фотонов совпадают (15 групп от 11 МэВ до 0). Число групп нейтронов 22 (от 14,5 МэВ до тепловых). Единые фотонно-нейтронно-фотонные матрицы рассеяния генерируются комплексом программ ОБРАЗ-ФНФ (рис.2) на базе библиотеки исходных групповых файлов ядерных констант в формате ОБРАЗ [3], модернизированном авторами для учета фотонейтронных данных.

Формат групповых файлов библиотеки исходных нейтронных данных ничем не отличается от описанного в работе [3] формата исходных групповых файлов ОБРАЗ. Для облегчения доступа ко всем 22 исходным групповым файлам в целях их корректировки и дополнения были разработаны программы сборки, разборки групповых файлов и генерации на их основе элементарных файлов исходных нейтронных данных. Элементарные файлы составляют библиотеку исходных 22-групповых нейтронных констант. Модернизированные фотонно-нейтронно-фотонные элементарные файлы системы ОБРАЗ-ФНФ содержат информацию о

полных сечений взаимодействия фотонов; сечениях радиационного захвата нейтронов, нормированных на число захваченных нейтронов; спектре захватного  $\gamma$ -излучения; числе групп нейтронов, для которых возможны неупругие процессы, сопровождающиеся вторичным  $\gamma$ -излучением; сечениях неупругого взаимодействия для этих групп (начиная с первой), нормированных на число актов реакций; спектрах вторичного  $\gamma$ -излучения для каждой из этих групп нейтронов; числе групп фотонов, для которых возможны фотонейтронные реакции; сечениях этих реакций и, наконец, нормированных спектрах фотонейтронов для каждой из этих групп фотонов. Для адаптации фотонейтронных данных были модернизированы и составлены новые обслуживающие программы (см. рис. 2).

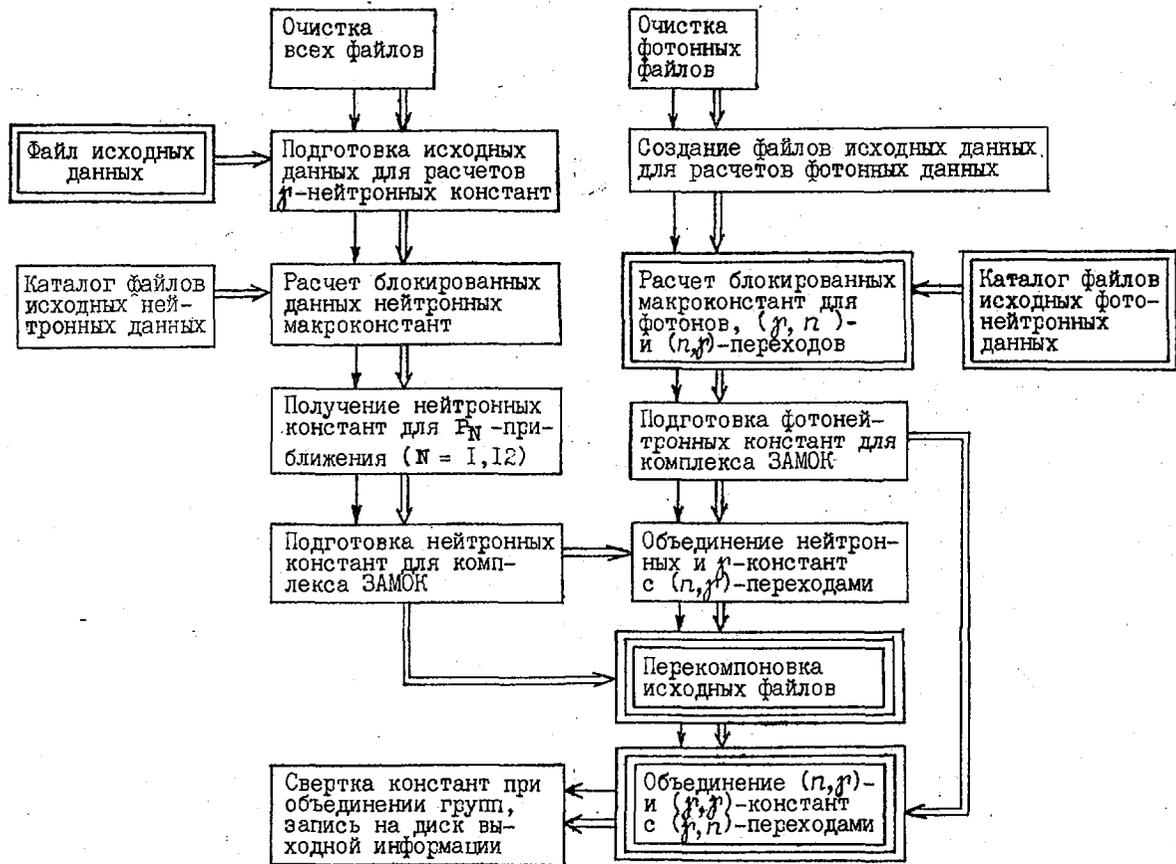


Рис. 2. Блок-схема комплекса программы ОБРАЗ-ФНФ:  $\square$  - модифицированные блоки;  $\square$  - вновь созданные блоки;  $\rightarrow$  - связь по управлению;  $\Rightarrow$  - связь по передаче информации

Исходные групповые сечения фотоядерных реакций были рассчитаны путем усреднения фотонейтронных сечений (полученных по двухчленной шестипараметрической формуле Лоренца [4] с параметрами, взятыми из той же работы [4]) по спектрам тормозного излучения [5] при заданной энергии электронов (в данном случае 10 МэВ), групповые нормированные спектры фотонейтронов - путем двукратного интегрирования по спектрам тормозного излучения и спектрам фотонейтронов. Спектр фотонейтронов брали в соответствии с данными работы [5] в виде суперпозиции спектра деления и спектра нейтронов испарения. Спектр испарения рассчитывали, согласно данным работы [6], по принципу детального равновесия по сечениям радиационного захвата путем усреднения сечений фотонейтронных реакций по спектру тормозного излучения. Плотности энергетических уровней ядер и другие константы были взяты из библиотеки ENSDF/B-V [7]. Для облегчения работы с библиотекой исходных элементарных фотонно-нейтронно-фотонных файлов был написан специализированный диалоговый редактор строк файлов. В настоящее время система константного обеспечения ОБРАЗ-ФНФ содержит нейтронные данные для 33 нуклидов, нейтронно-фотонные данные для 35 нуклидов и фотонейтронные данные для пяти нуклидов (см. таблицу).

Элементный состав нейтронных и фотонейтронных данных системы констант ОБРАЗ-ФНФ

Химический символ нуклида в каталоге	<sup>1</sup> H	<sup>2</sup> D	<sup>6</sup> Li	<sup>7</sup> Li	<sup>9</sup> Be	B-Nat.	G-Nat.	N-Nat.	O-Nat.	F-Nat.	Na-Nat.	Mg-Nat.	<sup>27</sup> Al	Si-Nat.
Порядковый номер элемента в каталоге фотонно-нейтронных данных	1*	2*2	3*3	4*3	5*3	6*	7*4	8*4	9*	*3	10*	*7	11*	12*
Имя файла фотонно-нейтронно-фотонных данных	W1	W2	W3	W4	W5	W6	W7	W8	W9	-	W0	-	X1	X2

Продолжение таблицы

Химический символ нуклида в каталоге	Cl-Nat.	K-Nat.	Ca-Nat.	Ti-Nat.	V-Nat.	Cr-Nat.	Mn-Nat.	Fe-Nat.	Co-Nat.	Ni-Nat.	Cu-Nat.	Zr-Nat.
Порядковый номер элемента в каталоге фотонно-нейтронных данных	*3	*	13*5	14*6	*3	15*4	16*4	17*4	*7	18*4	-	19*2
Имя файла фотонно-нейтронно-фотонных данных	-	-	X3	X4	-	X5	X6	X7	-	X8	-	X9

Окончание таблицы

Химический символ нуклида в каталоге	Mo-Nat.	Cd-Nat.	Sm-Nat.	Eu-Nat.	Gd-Nat.	W-Nat.	Pb-Nat.	<sup>209</sup> Bi	<sup>235</sup> U	<sup>238</sup> U	<sup>239</sup> Pu	<sup>242</sup> Am
Порядковый номер элемента в каталоге фотонно-нейтронных данных	20*6	21*2	*	*7	*7	*7	22*3	23*3	24*3	25*6	26*	*
Имя файла фотонно-нейтронно-фотонных данных	X0	Y1	-	-	-	-	Y2	Y3	Y4	Y5	Y6	-

\* Элементные файлы фотонейтронных данных из библиотеки ОБРАЗ [3] для 13 нуклидов.

\*2 Вновь составленные элементные файлы нейтронных данных, содержащие константы [8] для самих нуклидов.

\*3 Элементные файлы фотонейтронных данных, содержащие пересмотренные данные, подготовленные ранее для системы ОБРАЗ [3] в формате ЭВМ "Минск-32" для 22 нуклидов; элементные файлы были получены из групповых файлов нейтронных данных ОБРАЗ с помощью специально разработанной программы RAZBORKA для 19 нуклидов (составленной И.В.Жадриным).

\*4 Элементные файлы нейтронных данных из библиотеки ОБРАЗ [3], содержащие скорректированные согласно данным работы [8] константы для семи нуклидов, а также элементные файлы фотонейтронных данных из библиотеки ОБРАЗ [3] для 13 нуклидов.

\*5 Вновь составленные элементные файлы нейтронных данных, содержащие константы из работы [8] для семи нуклидов, а также элементные файлы фотонейтронных данных из библиотеки ОБРАЗ [3] для 13 нуклидов.

\*6 Элементные файлы нейтронных данных из библиотеки ОБРАЗ [3], содержащие скорректированные согласно данным работы [8] константы для семи нуклидов, а также элементные файлы фотонейтронных данных, содержащие пересмотренные данные, подготовленные ранее для системы ОБРАЗ [3] в формате ЭВМ "Минск-32" для 22 нуклидов; элементные файлы были получены из групповых файлов нейтронных данных ОБРАЗ с помощью специально разработанной программы RAZBORKA для 19 нуклидов.

\*7 Элементные файлы были получены из групповых файлов нейтронных данных ОБРАЗ [3] с помощью специально разработанной программы RAZBORKA для 19 нуклидов.

Основные недостатки существующей системы ОБРАЗ-ФНФ - низкая верхняя энергия первичных фотонов (11 МэВ) и большая избыточность информации. Эти недостатки предполагается устранить в ближайшее время в рамках существующего группового разбиения (15 групп фотонов и 22 группы нейтронов) без существенной модернизации обслуживающих программ системы ОБРАЗ. Верхняя энергия первичных фотонов при сохранении 15 групп будет повышена до 30 МэВ, а нижняя - до 1,25 МэВ. Групповое разбиение вторичных фотонов сохранится неизменным и часть прямоугольной матрицы вероятностей переходов от первичных фотонов к вторичным ниже 1,25 МэВ будет заполнена. В настоящее время расширен нуклидный состав фотонно-нейтронных данных системы константного обеспечения ОБРАЗ-ФНФ.

#### Список литературы

1. Бродкин Э.В. Препринт. М.: ИГМ АН СССР, 1973.
2. Хохлов В.Ф., Шейно И.Н. Атомная энергия, 1978, т.15, вып.2, с.112.
3. Хохлов В.Ф., Ткачев В.Д. В кн.: Тезисы докладов Всесоюзной научной конференции по защите от ионизирующих излучений ядерно-технических установок. М.: МИФИ, 1974, с.78.
4. Verma V.L. Atlas of photoneutron cross-section obtained with monoenergetic photons: UCRL-75694. USAEC, May 1974.
5. Ковалев В.П. Вторичные излучения ускорителей электронов. М.: Атомиздат, 1979.
6. Блатт Д., Байскопф В. Теоретическая ядерная физика. М.: Изд-во иностр.лит., 1964.
7. Tuli G.K. Evaluated nuclear structure data file. Manual for preparation of data sets: BNLNSC-51655. Upton, March 1983.
8. Абагян Л.Б., Базазян Н.О., Цыбуля А.М. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. М.: Энергоиздат, 1981.

Статья поступила в редакцию 29 августа 1984 г.

УДК 539.172.4

#### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ И ОЦЕНЕННЫЕ ДАННЫЕ О СЕЧЕНИЯХ РЕАКЦИЙ $(n, n')$ , $(n, 2n)$ И $(n, 3n)$ НА $^{93}\text{Nb}$

Г.В.Котельникова, Г.Н.Ловчикова, О.А.Сальников,  
С.П.Симаков

REVIEW OF EXPERIMENTAL AND EVALUATED CROSS-SECTIONS FOR  $(n, n')$ ,  $(n, 2n)$  and  $(n, 3n)$ -REACTIONS ON  $^{93}\text{Nb}$ . Compilation and analysis of the experimental cross-sections for  $(n, n')$ ,  $(n, 2n)$  and  $(n, 3n)$ -reactions on  $^{93}\text{Nb}$  have been performed. Experimental results are compared with evaluated data from INDL/V, ENDF/B-IV, ENDL libraries. It was concluded that description of experimental cross-sections are described more exactly by the data from INDL/V library. But with the point of view of last experiments the cross-sections for  $(n, 2n)$ -reaction and high energy part of neutron emission spectra must be reevaluated.

**Ниобий** находит широкое практическое применение в реакторостроении, а также в других областях с применением ядерной физики к технике и промышленности. Во многие конструкционные сплавы, используемые в ядерных установках, он входит как компонент, заметно улучшающий их механические и радиационные свойства. Существование долгоживущих ядерных уровней, возбуждаемых в реакциях  $(n, n')$  и  $(n, 2n)$ , открывает возможность использования ниобия в дозиметрических целях. Еще больший интерес ниобий представляет как перспективный материал для конструирования бланкетов термоядерных установок. Высокая температура плавления, механическая прочность, большое сечение реакции  $(n, 2n)$  и другие свойства делают предпочтительным использование ниобия в качестве материала, ограничивающего зону высокотемпературной термоядерной плазмы.

Как видно, многие аспекты практического использования ниобия определяются характеристиками ядерного взаимодействия нейтронов с этим элементом, среди которых важное значение имеют сечения неупругого рассеяния и реакции  $(n,2n)$ . С учетом практических потребностей сформулированы требования по точности этих характеристик: полных сечений реакций  $(n,n')$  и  $(n,2n)$  5-20%, угловых и энергетических распределений продуктов реакции 10-50% [1].

В целях удовлетворения таких потребностей постоянно проводятся экспериментальные исследования и периодически пересматриваются библиотеки оцененных данных. Наиболее полно нейтронные сечения для ниобия представлены в следующих библиотеках оцененных данных:

- международной библиотеке INDL/V [3], включающей оценку Д.Хермсдорфа с сотрудниками, сделанную в 1977 г. [2];
- американской национальной библиотеке ENDF/B-IV, организованной в 1974 г. [4] (в пятой версии этой библиотеки, вышедшей в 1979 г., данные о рассматриваемых сечениях взаимодействия нейтронов с ниобием не пересматривались);
- библиотеке оцененных данных ENDL Лаборатории Лоуренса в Ливерморе, организованной в 1978 г. [5].

За последние 5-10 лет, прошедших с момента организации этих библиотек, появились новые экспериментальные результаты. Поэтому авторы настоящей работы поставили перед собой задачу сравнить оцененные и экспериментальные данные о сечениях реакций  $(n,n')$ ,  $(n,2n)$  и  $(n,3n)$  в целях выяснения степени соответствия данных перечисленных выше библиотек новым экспериментальным данным.

Сечения неупругого рассеяния нейтронов. На рис. I показаны экспериментальные и оцененные данные о полных сечениях неупругого рассеяния нейтронов на ниобии в области энергий от порога реакции до 20 МэВ. Экспериментальные данные измерены тремя методиками. В одной из них методом обратной сферической геометрии нейтроны, рассеянные образцом в виде полой сферы, регистрируются ионизационной  $^3\text{He}$ -камерой. Эта интегральная методика, которая использовалась в первых работах [6,7], содержит значительные неопределенности, связанные с корректным учетом фона, многократным рассеянием в толстых сферах, а также с другими факторами. Поэтому экспериментальные данные, полученные таким способом, могут содержать значительные систематические погрешности.

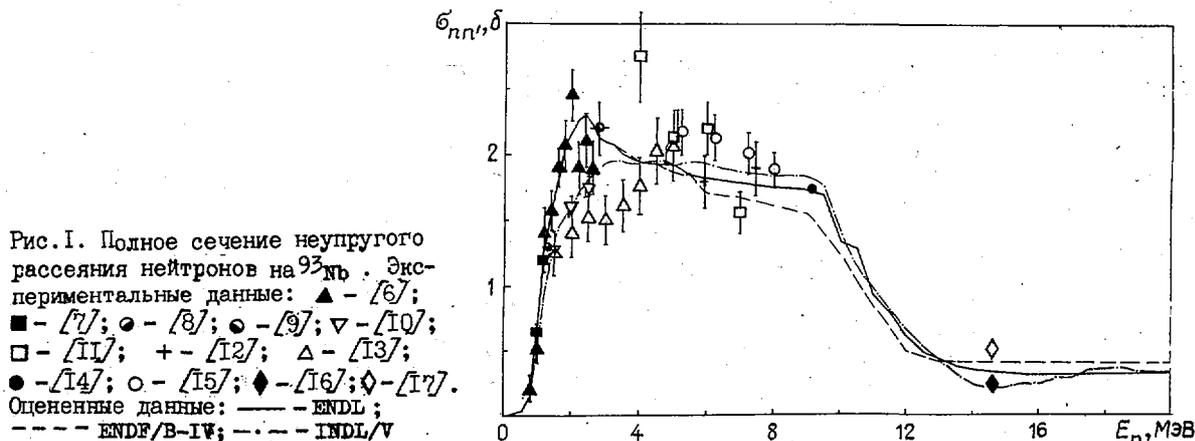


Рис. I. Полное сечение неупругого рассеяния нейтронов на  $^{93}\text{Nb}$ . Экспериментальные данные:  $\blacktriangle$  - [6];  $\blacksquare$  - [7];  $\bullet$  - [8];  $\circ$  - [9];  $\nabla$  - [10];  $\square$  - [11];  $+$  - [12];  $\triangle$  - [13];  $\bullet$  - [14];  $\circ$  - [15];  $\blacklozenge$  - [16];  $\blacklozenge$  - [17]. Оцененные данные: — — ENDL; - - - ENDF/B-IV; - · - · INDL/V

Другая методика заключалась в определении сечений неупругого рассеяния нейтронов по измерениям выхода  $\gamma$ -квантов из реакции  $(n,n'\gamma)$  [8-10, 18]. В таких экспериментах достигается наилучшее энергетическое разрешение, что позволяет определить парциальные сечения неупругого рассеяния нейтронов с возбуждением отдельных уровней. Однако энергетический диапазон применения этой методики ограничивается сверху 2-3 МэВ, так как при больших энергиях усложняется спектр регистрируемых  $\gamma$ -квантов и трудно учесть вероятности заселения данного уровня ядра в результате каскадных переходов с вышележащих уровней. Как правило, такая неопределенность приводит к переоценке сечений неупругого рассеяния при больших энергиях падающих нейтронов. Основная же совокупность экспериментальных данных [11-17, 19-21], включая результаты последних экспериментов [14-17], получена методом регистрации рассеянных нейтронов по времени пролета. Хотя в этом методе не всегда удается отделить группы нейтронов, рассеянные с возбуждением отдельных уровней ядер, он характеризуется

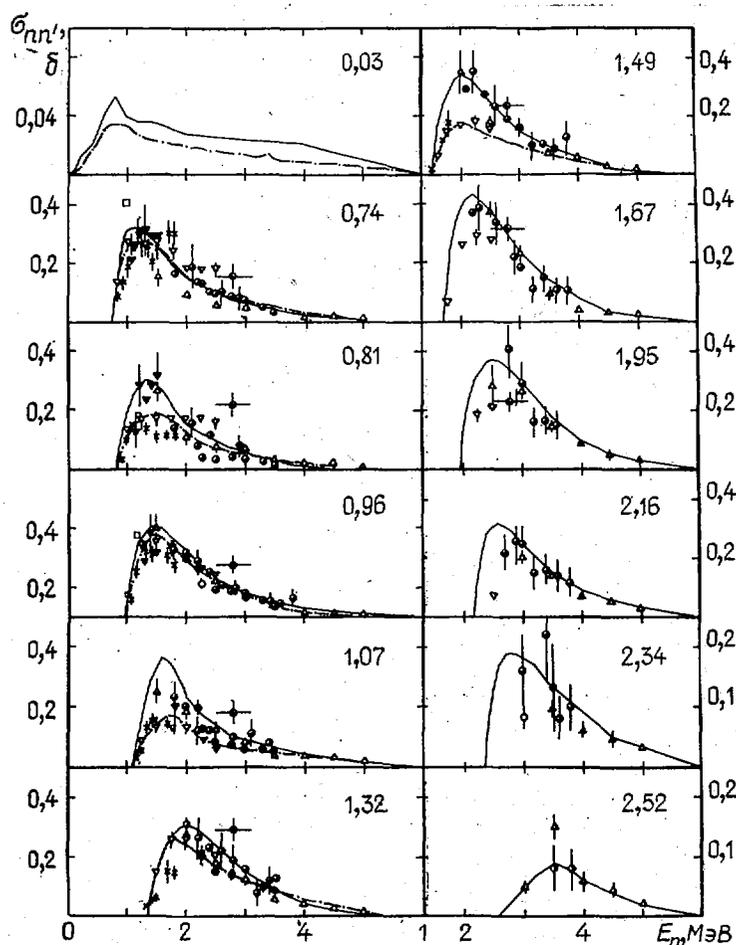
хорошей точностью получаемых данных, поскольку все методические поправки поддаются достаточно корректному учету.

Как видно на рис.1, экспериментальные данные согласуются, как правило, между собой в пределах погрешностей, приписываемых им авторами. Исключения составляют данные работ [6,9] при энергии нейтронов около 2 МэВ и данные работы [11] при энергии 4 МэВ. Как указывалось выше, особенности метода обратной сферической геометрии, использованного в работе [6], и сложность расшифровки  $\beta$ -спектров [9], вероятно, привели к тому, что данные этих работ содержат систематические погрешности. Если не учитывать этих точек, то средний разброс экспериментальных данных составит примерно  $\pm 10\%$ .

В области энергий нейтронов выше порога реакции  $(n,2n)$ , который равен 8,92 МэВ, сечение реакции  $(n,n')$  начинает резко уменьшаться. Экспериментальные данные в этой области ограничиваются начальной энергией 14,6 МэВ [16,17]. Однако величины сечений, полученные в этих работах, следует рассматривать как приближенные оценки из-за неопределенностей, связанных с выделением спектра первого нейтрона [16], и из-за сложности прямых измерений нейтронов из реакции  $(n,n')$  на совпадение с сопутствующими  $\beta$ -квантами [17].

Что касается оцененных данных, то как видно на рис.1, лучшее описание экспериментальных сечений дается в библиотеке INDL/V. Учитывая, что точность этих оцененных данных составляет 20% [2], можно считать, что библиотека INDL/V удовлетворительно описывает всю известную совокупность экспериментальных результатов. Оцененные данные из библиотек ENDF/B-IV и ENDL в области энергий 1-3 МэВ дают, по всей видимости, завышенные сечения.

По парциальным сечениям возбуждения отдельных (групп) уровней (рис.2) существует достаточно большое число экспериментальных данных различных авторов [9,10,13,18-21]. Они, как правило, находятся в удовлетворительном согласии друг с другом. Из общей энергетической зависимости



сечений выпадают, как и в случае полного сечения реакции  $(n,n')$ , данные работы [9], что указывает на присутствие в них систематических погрешностей. Для группы уровней со средней энергией возбуждения 1,49 МэВ наблюдается заметное расслоение экспериментальных данных. Меньшие значения сечений получают в экспериментах, выполненных методом регистрации  $\beta$ -квантов [10,18], а большие - методом регистрации нейтронов по времени пролета [13,21]. По всей видимости, из-за худшего энергетического разрешения в данные работ [13,21] дают вклад уровни, лежащие близко. Сравнение оцененных данных с экспериментальными, проведенное на рис.2, показывает, что оцененные данные библиотеки INDL/V описывают экспериментальные результаты лучше.

Рис.2. Парциальные сечения неупругого рассеяния нейтронов на  $^{93}\text{Nb}$  (энергии возбуждаемых групп уровней в единицах мегаэлектронвольт указаны цифрами). Экспериментальные данные:  $\circ$  - [9];  $\times$  - [18];  $\nabla$  - [10];  $\blacktriangledown$  - [19];  $\triangle$  - [13];  $\bullet$  - [20];  $\circ$  - [21]. Оцененные данные: — ENDL; --- ENDF/B-IV; - - - INDL/V

Сечения реакций  $(n,2n)$  и  $(n,3n)$ . Сравнение экспериментальных и оцененных данных по интегральным сечениям реакций  $(n,2n)$  и  $(n,3n)$  на  $^{93}\text{Nb}$  приводится на рис.3,а,б соответственно. Большинство экспериментальных данных получено методом одновременной регистрации вторичных нейтронов с помощью большого сцинтилляционного бака [22-26,28]. Часть данных определена путем выделения спектра второго нейтрона из экспериментальных спектров нейтронов эмиссии, измеренных методом времени пролета [16,27]. Как видно из рис.3,а, экспериментальные данные согласуются между собой в пределах погрешностей. Оцененные значения сечения реакции  $(n,2n)$  значительно отклоняются от экспериментальных данных в области энергий нейтронов выше 15-17 МэВ, а также лежат систематически выше появившихся позднее данных [26]. Для лучшего описания сечения реакции  $^{93}\text{Nb}$   $(n,2n)$  можно рекомендовать оцененные данные, полученные авторами работ [29] или [30].

Что касается сечения реакции  $(n,3n)$ , в настоящее время известны данные работы [25], в которой они измерены до энергии 24 МэВ. Как видно из рис.3,б, данные оценки ENDL существенно завышены, а качество описания оценок ENDF/B-IV и INDL примерно одинаково.

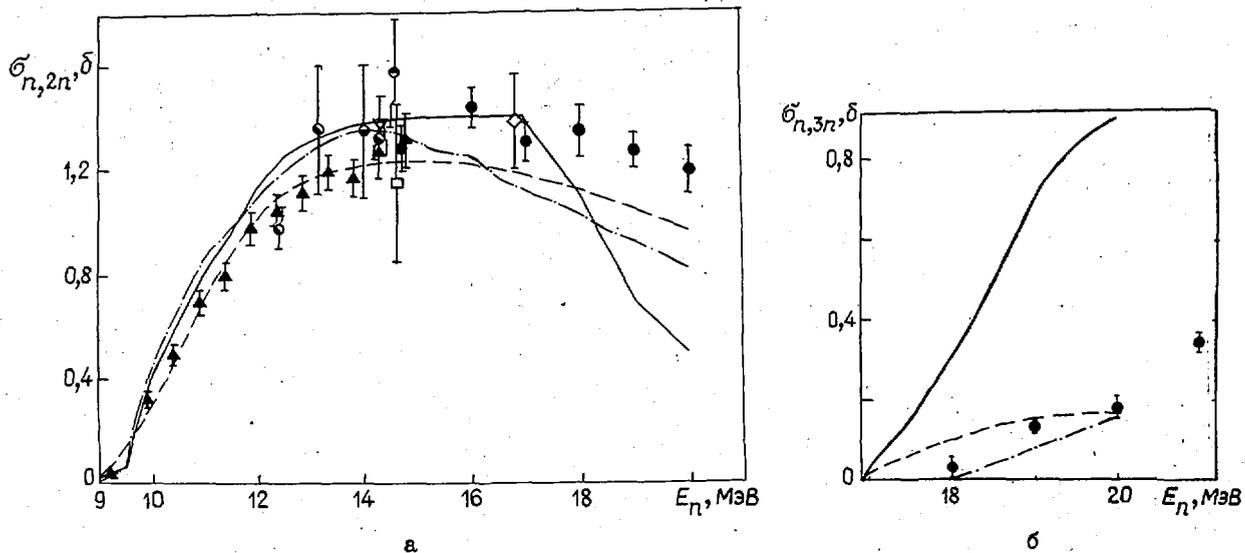


Рис.3. Сечения реакций: а -  $^{93}\text{Nb}(n,2n)$ ; б -  $^{93}\text{Nb}(n,3n)$ . Экспериментальные данные:  $\diamond$  - [22];  $\bullet$  - [23];  $\circ$  - [24];  $\bullet$  - [25];  $\blacktriangle$  - [26];  $\square$  - [27];  $\circ$  - [28];  $\nabla$  - [16]. Оцененные данные: — - ENDL; - - - ENDF/B-IV; - · - INDL/V

Спектры нейтронов эмиссии из реакций  $(n,n')$ ,  $(n,2n)$  и  $(n,3n)$ . В последние годы спектры нейтронов эмиссии привлекают внимание большого числа экспериментаторов и теоретиков. Это связано с тем, что энергетические и угловые распределения нейтронов - продуктов реакции - дают богатую информацию о механизме ядерного взаимодействия и структуре возбужденных состояний атомных ядер. Последние экспериментальные исследования позволили существенно расширить область энергий и увеличить точность измеряемых сечений для ниобия. Появились новые данные для области энергий 5-8 МэВ [15]; поставлены эксперименты при энергии около 14 МэВ [31-35], которые существенно дополнили полученные ранее результаты при этой энергии [36-38]; проведены первые измерения при энергиях 21 МэВ [39,40] и 26 МэВ [41]. Сравнение этих экспериментальных данных с оцененными данными проводится на рис.4,5.

Следует отметить, что угловые распределения вторичных нейтронов, заложенные во всех библиотеках оцененных данных, имеют изотропный характер. Экспериментальные же данные обнаруживают угловую анизотропию: симметричное относительно угла  $90^\circ$  распределение в низкоэнергетической части спектров вторичных нейтронов и сильную направленность вперед в высокоэнергетической. Оцененные данные, как видно из рис.4,5, дают удовлетворительное описание экспериментальных данных в области энергий рассеянных нейтронов меньше 2-3 МэВ (следует отметить, что наилучшее описание низкоэнергетической части спектров нейтронов достигается в библиотеке INDL/V). В высокоэнерге-

тической части спектра наблюдаются заметные расхождения. Как показывает теоретический анализ, выполненный в работах [15,42], эта часть спектра формируется за счет нейтронов, испытавших прямое неупругое рассеяние. Соответствующие расчеты, проведенные по модели сильной связи каналов и в борновском приближении искаженных волн, дают удовлетворительное описание как энергетических, так и угловых распределений рассеянных нейтронов.

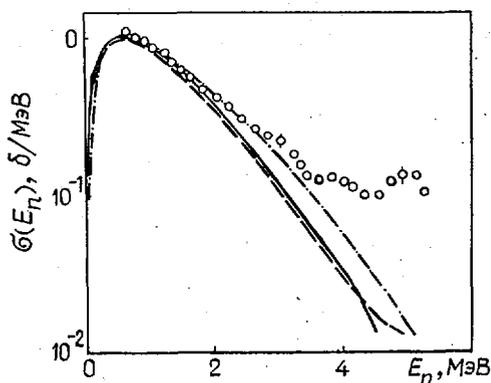


Рис.4. Интегральный спектр неупругого рассеяния нейтронов при начальной энергии 6,2 МэВ:

○ - экспериментальные данные [15]. Оцененные данные: — ENDL; --- ENDF/B-IV; -.- INDL/V

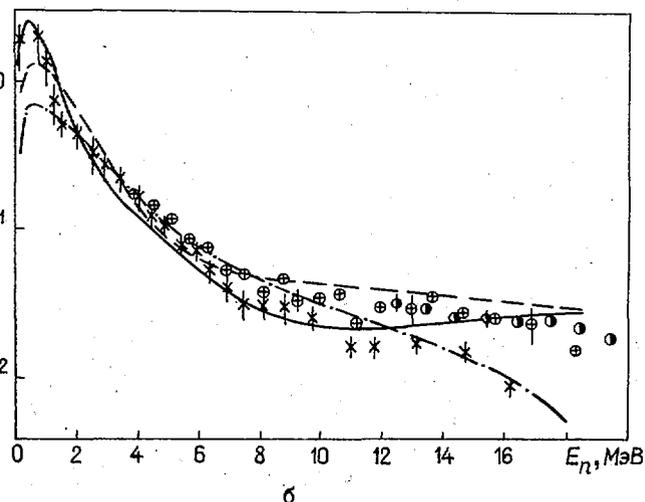
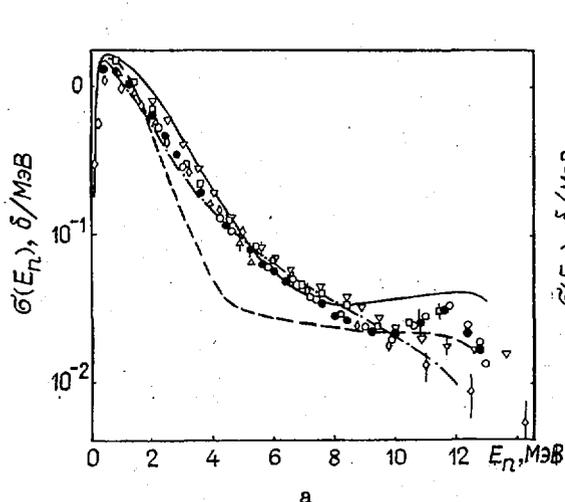


Рис.5. Интегральные спектры нейтронов эмиссии при начальной энергии около 14 МэВ (а) и 20 МэВ (б). Экспериментальные данные:  $\Delta$  - [32];  $\square$  - [33];  $\bullet$  - [34];  $\circ$  - [35];  $\diamond$  - [36];  $\nabla$  - [38];  $\times$  - [39];  $\oplus$  - [40];  $\odot$  - [41]. Оцененные данные: — ENDL; --- ENDF/B-IV; -.- INDL/V

Соотношения модели предравновесного распада, заложенные в расчетах файлов оцененных данных, как видно из рис.4,5, дают весьма приближенное описание. В этом отношении характерна ситуация при энергии падающих нейтронов 14 МэВ. Улучшение энергетического разрешения, достигнутое в последних работах [33-35], привело к тому, что и при этой энергии в высокоэнергетической части спектров стала проявляться структура, столь нехарактерная для модели предравновесного распада. Все это указывает на то, что при создании файлов оцененных данных необходимо использовать физически более обоснованные представления о механизме взаимодействия нейтронов ядрами.

Анализ экспериментальных данных о сечениях реакций  $(n,n')$ ,  $(n,2n)$  и  $(n,3n)$  на  $^{93}\text{Nb}$ , включая исследования последних лет, показывает, что эти данные, как правило, согласуются между собой в пределах экспериментальных погрешностей. В случаях значительных расхождений данных разных авторов можно указать на неопределенности экспериментальной методики, вносящие систематические погрешности и, таким образом, отбросить эти данные.

Сравнение оцененных данных о ниобии из библиотек INDL/V, ENDF/B-IV, (ENDF/B-V) и ENDF с экспериментальными результатами приводит к следующим выводам:

- полные и парциальные (с возбуждением отдельных групп уровней) сечения неупругого рассеяния нейтронов с удовлетворительной точностью представлены в файлах библиотеки INDL/V ;
- сечение реакции  $(n,2n)$  требует переоценки с учетом последних экспериментальных данных; в качестве новой оценки могут быть рекомендованы данные работы [29]. Оцененные спектры нейтронов эмиссии неудовлетворительно воспроизводят экспериментальные данные в высокоэнергетической части спектров как по абсолютной величине, так и по форме (в низкоэнергетической части может быть рекомендована оценка INDL/V).

#### Список литературы

1. WRENDA 81/82: INDC(SEC)-78/URSF. Vienna: IAEA, 1981.
2. Hermsdorf D. e.a. Kernenergie, 1977, Bd 20, S. 166.
3. Fronyaev V. e.a. Report IAEA-NDS-31. Vienna: IAEA, 1982.
4. Hovertan R. e.a. Report ANL/NDM-6. Argonne, 1974.
5. Hovertan R. e.a. Report UCRL-50400. Livermore, 1978, v.15.
6. Абрамов А.И. Атомная энергия, 1962, т.12, с.62.
7. Глазков Н.П. Там же, 1963, т.14, с.400.
8. Бродер Д.Л. и др. Там же, 1964, т.16, с.103.
9. Gobel H. e.a. Z. Physik, 1970, Bd 240, S.430.
10. Van Heerden I.J. e.a. Ibid., 1973, Bd 260, S.9.
11. Thomson D.B. Phys. Rev., 1963, v.129, p.1649.
12. Hopkins I.C. e.a. Nucl. Sci. and Engng, 1969, v.36, p.275.
13. Coles R.E. Report AWRE-066/71. Aldermaston, 1971.
14. Бириков Н.С. и др. Ядерная физика, 1974, т.19, с.1201.
15. Симаков С.П. и др. Там же, 1983, т.37, с.801.
16. Лычагин А.А. и др. Препринт ФЭИ-1385. Обнинск, 1983.
17. Козырь Ю.Е. и др. Ядерная физика, 1977, т.26, с.927.
18. Rogers V.C. e.a. Nucl. Phys., 1970, v.A142, p.100.
19. Reitmann D. e.a. Ibid., 1963, v.48, p.593.
20. Etemad M.A. Report AE-481. Studvik, 1973.
21. Smith A.B. e.a. Z. Physik, 1973, Bd 264, S.379.
22. Paulsen A. e.a. Ibid., 1970, Bd 238, S.23.
23. Häring M. e.a. Ibid., 1971, Bd 244, S.351.
24. Mather D.S. e.a. Report EANDC(UK)142 -AL. Vienna, 1972.
25. Vesser L.R. e.a. Phys. Rev., 1977, v.C16, p.1792.
26. Fréhaud I. e.a. Proc. symp. neutron cross-section from 10 to 50 MeV. Upton, 1980, v.1, p.399.
27. Hermsdorf D. e.a. J. Nucl. Energy, 1973, v.27, p.747.
28. Holub E. e.a. J. Phys., 1976, v. G2, p.405.
29. Бичков В.М. и др. Сечения пороговых реакций, вызываемых нейтронами, М.: Энергоиздат, 1982.
30. Strohmaier B. Ann. Nucl. Energy, 1982, v.9, p.397.
31. Iwasaki S. e.a. Proc. conf. nucl. cross-section for technology. Knoxville, 1979, p.73.
32. Vonach H. In: [26], p.343.
33. Дегтярев А.П. и др. Ядерная физика, 1981, т.34, с.209.
34. Takahashi A. Report A-83-01. Osaka, 1983.
35. Лычагин А.А. и др. Атомная энергия, 1984, т.57, с.266.
36. Сальников О.А. и др. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1971, вып.7, с.134.
37. Kammerdiener I.L. Report UCRL-51232. Livermore, 1972.

38. Hermsdorf D. e.a. Report ZFK-277. Dresden, 1974.  
 39. Прокопец Г.А. В кн.: Нейтронная физика: Материалы 5-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев, 15-19 сентября 1980 г. М.: ЦНИИатоминформ, 1980, ч.2, с.54.  
 40. Ловчихова Г.Н. и др. Препринт ФЭИ-1603. Обнинск, 1984.  
 41. Marcinkowski A. e.a. Nucl. Sci. and Engng, 1983, v.83, p.13.  
 42. Лукьянов А.А. и др. Ядерная физика, 1975, т.21, с.67.

Статья поступила в редакцию 28 сентября 1984 г.

УДК 539.173

ОЦЕНКА ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЗАВИСИМОСТИ СРЕДНЕГО ЧИСЛА МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ  $\bar{\nu}_p$  ПРИ ДЕЛЕНИИ ЯДЕР  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{236}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$  И  $^{237}\text{Np}$  НЕЙТРОНАМИ

В.В.Малиновский, М.З.Тараско, Б.Д.Кузьминов

EVALUATION OF THE DEPENDENCE OF THE AVERAGE NUMBER PROMPT NEUTRONS  $\bar{\nu}_p$  FOR THE NEUTRON-INDUCED FISSION OF  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{236}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$  AND  $^{237}\text{Np}$  NUCLEI. Careful analysis and corrections of experimental data for  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{236}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$  and  $^{237}\text{Np}$  have been made. Evaluations of  $\bar{\nu}_p$  energy dependence were made by least-squared method. Each experimental data set was approximated by segmented straight lines. The final estimate were obtained by recurrent least-squared method involving experimental systematic errors. For  $^{237}\text{Np}$  estimate variance-covariance matrixes of experimental data were used. Errors of estimates regarding discrepancy of data used were discussed. Some of the dependence evaluated were extrapolated for neutron energy ranges where no experimental data now exist.

#### Постановка задачи

Экспериментальные данные об энергетической зависимости среднего числа мгновенных нейтронов  $\bar{\nu}_p(E_n)$ , испускаемых при делении ядер нейтронами, представляют собой набор  $\nu_i^k(E_i^k)$  значений  $\bar{\nu}_p$ , полученных разными авторами ( $k$  - номер работы) при фиксированных значениях энергии нейтронов  $E_i^k$ . При этом значения  $E_i^k$  у разных авторов различаются как по количеству, так и по диапазону.

Данные для  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{236}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$  и  $^{237}\text{Np}$  приводятся в работах [1-18] и табл. I. При практическом использовании этих данных требуется построить оцененную зависимость, позволяющую для произвольных энергий вычислять величину  $\bar{\nu}_p$  и ее неопределенность, например в виде среднеквадратического отклонения. Получаемая зависимость должна оптимальным образом описывать результаты различных авторов с наиболее полным учетом информации об экспериментах.

Самый простой подход состоит в следующем. Данные всех авторов объединяются в единую совокупность и интерпретируются как однородные измерения искомой зависимости (т.е. все отклонения экспериментальных данных от их математического ожидания порождаются единым механизмом). Затем выбирается некоторая параметрическая функция энергии (например, степенной многочлен с неизвестными коэффициентами [22]) и параметры этой функции определяются из условия наилучшего описания всего набора экспериментальных данных. Построенная таким образом зависимость зачастую имеет неоправданно тонкую структуру (см., например, обсуждение в работе [23]), и причина этого - именно попытка наилучшего описания всех данных, независимо от принадлежности их тому или иному автору.

На результаты каждого эксперимента влияют свои специфические факторы, а данные разных авторов содержат случайные и систематические отклонения от математического ожидания. Систематическое отклонение (или погрешность) в отличие от случайного не уменьшается при повторении изме-

рений на одной экспериментальной установке и при увеличении числа экспериментальных значений  $\nu^k(E^k)$ . Совместное описание таких данных единой зависимостью при неравномерности экспериментальных точек по энергетическому интервалу приводит к многопараметрической зависимости, не поддающейся физической интерпретации. В то же время анализ данных различных авторов в отдельности указывает на возможность описания их достаточно простыми зависимостями.

Таблица I

Наборы данных, использованные при оценке энергетической зависимости величины  $\bar{\nu}_p$

Диапазон энергии нейтронов, МэВ	Число экспериментальных точек	Использованный стандарт $\bar{\nu}_p$ ( $^{252}\text{Cf}$ )	Тип детектора нейтронов	Систематическая погрешность, принятая в оценке, %	Литература
$^{232}\text{Th}$					
I,42-I4,9	9*	3,775	Большой жидкий сцинтиллятор (БЖС)	1,5	[1]
I,4-4,0	42*	3,782	БЖС	1,5	[2]
I,48-3,27	73*	2,414 [ $^{235}\text{U}$ (тепл.)]	BF <sub>3</sub> -счетчики в замедлителе	2,0	[3]
I,35-I6	8	3,745	БЖС	0,7	[4]
2,37-I4,74	34	3,732	БЖС	0,7	[5]
I,35-6,35	28	3,733	$^3\text{He}$ -счетчики в замедлителе	0,6	[6]
$^{236}\text{U}$					
0,77-6,7	21	3,756	БЖС	0,4	[7]
0,8-5,9	37	3,733	$^3\text{He}$ -счетчики в замедлителе	0,45	[8]
$^{238}\text{U}$					
I,49-I4,8	9	3,775	БЖС	0,5	[9]
I,41-4,02	42*	3,782	БЖС	1,5	[2]
I,27-5,87	46	3,756	БЖС	1,1	[10]
I,36-I4,79	34	3,782	БЖС	0,5	[11,12]
I,2-4,89	23	3,756	$^3\text{He}$ -счетчики в замедлителе	0,6	[13]
I,3-5,89	28	3,733	То же	0,5	[14]
$^{237}\text{Np}$					
I,0-I4,7	6	3,733	БЖС	0,6	[15]
0,98-5,9	31	3,733	$^3\text{He}$ -счетчики в замедлителе	0,75	[16,17]
I,14-I4,7	29	3,732	БЖС	0,65	[5,18]

\* Значение  $\bar{\nu}_p = 4,32$  при  $E_n = 14,9$  МэВ, полученное ранее в работе [19], в оценке не использовалось.

2\* В данные внесены исправления поправок на разницу энергетических спектров нейтронов деления тория и калифорния и на анизотропию вылета осколков деления в соответствии с работами [4,20].

3\* Для перенормировки данных использовано значение  $\bar{\nu}_p [^{235}\text{U}(\text{тепл.})] / \bar{\nu}_p(\text{Cf}) = 0,6420$  [21].

Энергетический ход  $\bar{v}_p(E_n)$  можно представить кусочно-линейным приближением [24,25]. При этом переходы от одного линейного участка к другому в диапазоне энергий нейтронов 0-15 МэВ имеют следующие причины: в области 6-8 МэВ - порог реакции  $(n, n'f)$ ; в диапазоне 11-14 МэВ - порог реакции  $(n, 2n'f)$ . Изменение наклона в области 2-3,5 МэВ объясняется перераспределением энергии деления между коллективными и внутренними степенями свободы и подтверждается поведением средней кинетической энергии осколков деления [14,26]. Оцениваемая величина  $\bar{v}_p$  в диапазоне энергий 0-15 МэВ определяется делением различных по возбуждению и нуклонному составу компаунд-ядер, а также вкладом неупруго рассеянных нейтронов из реакций  $(n, n'f)$  и  $(n, 2n'f)$ . Поэтому значения  $\bar{v}_p$  на разных участках диапазона по природе процесса лишь частично связаны друг с другом. В то же время описание всех данных единым многочленом предполагает "жесткую" корреляцию параметров и оцененных величин  $\bar{v}_p$  в разных по физической сути диапазонах энергий. Завышенная корреляция параметров приведет к неоправданным выводам о погрешностях полученных оценок. Кусочно-линейное описание зависимости  $\bar{v}_p(E_n)$  имеет меньшую корреляцию величин  $\bar{v}_p$  на разных участках диапазона и в лучшей степени соответствует природе рассматриваемых ядерных данных.

Оценка величины  $\bar{v}_p(E_n)$  находилась в виде кусочно-линейной зависимости. Процедура оценки состоит в следующем. Из физических соображений и визуального анализа данных определяются участки перехода от одного линейного звена к другому. Энергетическая точка перехода уточняется по минимуму суммы квадратов уклонений при описании экспериментальных данных методом наименьших квадратов двухзвенной ломаной на локализованном участке. Данные каждого автора аппроксимируются многозвенной ломаной линией с положением излома в найденных энергетических точках перехода. В результате получают оценки параметрических точек (точек сопряжения линейных звеньев) и их матриц ковариаций для каждого из авторов. На этом шаге статистическая погрешность получаемых параметров мала и различие между ними отражает систематические отклонения результатов измерений от искомой зависимости  $\bar{v}_p(E_n)$ . Тогда окончательную оценку можно искать в предположении случайного расхождения параметров, как рекомендовано в работе [27]. Для получения оптимального набора параметрических точек и их матриц ковариаций использовался рекуррентный метод наименьших квадратов.

#### Оценка параметрических точек

Рассмотрим задачу параметризации данных какого-либо автора. Обозначим координаты экспериментальных точек через  $(x_i, y_i)$ , где  $x_i$  - энергия, при которой проводилось измерение, а  $y_i$  - экспериментальное значение  $\bar{v}_p$ . Обозначим через  $(\xi_j, \eta_j)$  координаты параметрических точек. Поскольку предполагается, что между точками  $(\xi_j, \eta_j)$  и  $(\xi_{j+1}, \eta_{j+1})$  искомая зависимость линейна, то ее координаты  $(x, y)$  удовлетворяют уравнению

$$y = \frac{\xi_{j+1} - x}{\xi_{j+1} - \xi_j} \eta_j + \frac{x - \xi_j}{\xi_{j+1} - \xi_j} \eta_{j+1},$$

если  $x \in (\xi_j, \xi_{j+1})$ . Подставив сюда координаты экспериментальных точек  $(x_i, y_i)$ , получим систему алгебраических уравнений для определения координат  $(\xi_j, \eta_j)$ . Если значения  $\xi_j$  известны, то система линейна относительно  $\eta_j$ . Параметры  $\xi_j$  можно оценить из априорных физических соображений и уточнить по результатам различных авторов так, чтобы для всех данных они составляли единый набор  $\xi_1, \xi_2, \dots, \xi_n$ . Тогда оценку координаты  $\eta_j$  можно получить из системы ( $m$  - число экспериментальных точек  $x_i, y_i$ )

$$\sum_{j=1}^n Z_{ij} \eta_j = y_i \quad (i = 1, 2, \dots, m) \quad (I)$$

методом наименьших квадратов, определив  $Z_{ij}$  в виде

$$\frac{\xi_{j+1} - x_i}{\xi_{j+1} - \xi_j}, \text{ если } \xi_j \leq x_i \leq \xi_{j+1};$$

$$\frac{x_i - \xi_{j-1}}{\xi_j - \xi_{j-1}}, \text{ если } \xi_{j-1} \leq x_i \leq \xi_j;$$

$$0, \text{ если } x_i \leq \xi_{j-1} \text{ и } x_i \geq \xi_{j+1}.$$

Вводя обозначения  $Z$  - матрица из коэффициентов  $Z_{ij}$ ;  $\eta$  - вектор из координат  $\eta_j$ ;  $y$  - вектор измеренных значений  $y_i$ , систему (I) можно записать в матричном виде  $Z\eta = y$ . При условии некоррелированности и равноточности измерений  $y_i$  получим оценку координат вектора  $\eta$  и их матрицы ковариаций  $D_\eta$  в виде

$$\eta = (Z^T Z)^{-1} Z^T y; \quad (2)$$

$$D_\eta = \hat{\sigma}^2 (Z^T Z)^{-1}; \quad (3)$$

$$\hat{\sigma}^2 = S^2 / (m - n), \quad (4)$$

где  $S^2$  - остаточная сумма квадратов отклонений, индекс "т" означает транспонирование матрицы.

По формулам (2)-(4) для результатов измерений каждого автора строятся оценки  $\eta^k$  и  $D_\eta^k$ , что позволяет привести все данные к значениям при одних и тех же величинах энергии. Диапазоны энергий, в которых проводятся измерения разными авторами, как правило, не совпадают, и в наборах параметрических точек отдельных работ некоторые из них могут отсутствовать. Образует матрицу  $C^k$  с  $n$  столбцами и  $n^k$  строками, где  $n$  - общее число оцениваемых параметрических точек, а  $n^k$  - число точек, полученных из данных  $k$ -го автора. Элементы матрицы  $C^k$ , стоящие на пересечении строк и столбцов, соответствующих присутствующим параметрическим точкам, положим равными единице, а остальные - нуль. Полный набор параметров связан с набором параметров  $\eta^k$   $k$ -го автора соотношением

$$C^k \eta = \eta^k. \quad (5)$$

#### Применение рекуррентного метода наименьших квадратов

Пусть  $k$ -м автором проведен эксперимент, состоящий в измерении линейного преобразования  $\eta^k$  неизвестного вектора  $\eta$  посредством матрицы  $C^k$  и матрицы ковариаций  $D_\eta^k$  вектора  $\eta^k$ . Поставим задачу на основе экспериментов, проведенных различными авторами, построить оценку вектора  $\eta$  и его матрицы ковариаций  $D$ . Предположим, что имеется построенная по предыдущим экспериментам оценка  $\hat{\eta}$  вектора  $\eta$  и ее матрица ковариаций  $\hat{D}$ . Требуется построить оценки  $\eta$  и  $D$ , использующие  $\hat{\eta}$  и информацию о  $k$ -м эксперименте.

Информация о предыдущих экспериментах задается системой уравнений

$$\eta = \hat{\eta} \quad (6)$$

с матрицей ковариаций правой части  $\hat{D}$ , а информация о  $k$ -м эксперименте - системой (5) с матрицей ковариаций правой части  $D_\eta^k$ . Объединяя системы (5), (6), получаем (E - единичная матрица)

$$\begin{pmatrix} E \\ C^k \end{pmatrix} \eta = \begin{pmatrix} \hat{\eta} \\ \eta^k \end{pmatrix} \quad (7)$$

с блочной матрицей ковариаций правой части  $\begin{pmatrix} \hat{D} & 0 \\ 0 & D_{\eta}^k \end{pmatrix}$ . Предполагается, что эксперименты различных авторов некоррелированы.

Используя описанное в работе [28] представление погрешностей измерений величины  $\bar{V}_p$ , можно получить корреляцию данных различных авторов пренебрежимо малой. Нормальная система, соответствующая системе (7), имеет вид

$$[\hat{D}^{-1} + (c^k)^T (D_{\eta}^k)^{-1} c^k] \eta = \hat{D}^{-1} \hat{\eta} + (c^k)^T (D_{\eta}^k)^{-1} \eta^k \quad (8)$$

и после тождественных преобразований

$$\eta = \hat{\eta} + \hat{D} (c^k)^T [D_{\eta}^k + c^k \hat{D} (c^k)^T]^{-1} (\eta^k - c^k \hat{\eta}); \quad (9)$$

$$D = \hat{D} - \hat{D} (c^k)^T [D_{\eta}^k + c^k \hat{D} (c^k)^T]^{-1} c^k \hat{D}. \quad (10)$$

Повторение изложенной процедуры для экспериментов всех авторов дает окончательную оценку параметрических точек и их матриц ковариаций.

#### Учет систематических погрешностей

При описании данных отдельного автора матрицы ковариаций (3) характеризуют статистическую точность определения параметров. Для правильного применения рекуррентного метода наименьших квадратов (6)–(10) следует использовать погрешности, наиболее полно отражающие неопределенности рассматриваемых данных. Это обеспечит, во-первых, правильные относительные "веса" для данных отдельных авторов, во-вторых, достоверность выходных погрешностей полученных параметров (9)–(10). Из природы систематических ошибок следует, что значения параметров (2) определяются с погрешностью, по крайней мере не меньшей, чем сумма статистической, определяемой матрицей  $D_{\eta}^k$  (3), (4), и систематической погрешностей эксперимента. Причем это утверждение слабо зависит от числа экспериментальных значений  $\bar{V}_p$  каждого автора. Оцененная систематическая погрешность рассматриваемых методов измерения величины  $\bar{V}_p$  (см. табл. I) составляет в зависимости от конкретных условий эксперимента 0,5–1,5%. В первом приближении можно пренебречь зависимостью систематической погрешности от энергии. Поэтому в методе наименьших квадратов входные ковариационные матрицы параметров  $D_{\eta}^k$  умножались на

$$p^k = (1 + \sigma_{\text{сист}}^2 / \sigma_{\text{стат}}^2), \quad (11)$$

где  $\sigma_{\text{сист}}^2$  – систематическая погрешность, характерная для  $k$ -го набора данных;  $\sigma_{\text{стат}}^2$  – минимальный диагональный член матрицы  $D_{\eta}^k$  (3). При таком учете систематической ошибки выходная погрешность подгонки уменьшается соответственно числу независимых измерений, а не числу экспериментальных точек, как часто происходит в оценках.

Рассмотрение параметров, полученных из данных отдельных авторов, с погрешностями, исправленными множителем (11), позволяет обсуждать согласованность данных. При подгонке рассчитывалась величина

$$\chi^2 = \sum_{k=1}^M (\eta^k - c^k \eta)^T (D_{\eta}^k)^{-1} (\eta^k - c^k \eta), \quad (12)$$

где  $M$  – число использованных наборов данных. При числе степеней свободы

$$NDF = \sum_{k=1}^M n^k - n, \quad (13)$$

где  $n^k$  – число параметрических точек, полученных из данных  $k$ -го автора;  $n$  – число определяемых в подгонке параметров. Сравнивая величину  $\chi^2$  (12) с числом степеней свободы  $NDF$  (13), можно считать, что при  $\chi^2/NDF \lesssim 1$  используемые наборы параметров по крайней мере не противоречат предположению об их нормальном распределении и что принятые погрешности удовлетворительно учитывают имеющиеся расхождения результатов.

Если расхождение параметров существенно превышает погрешности с учетом систематической ошибки, то дисперсии, получаемые в методе наименьших квадратов (10), будут занижены. В некоторых случаях при тщательном анализе данных есть основания несколько увеличить погрешности того или иного эксперимента. Но если этого недостаточно для объяснения расхождений, то разумно следовать рекомендациям работы [29], где предложено увеличить погрешности полученной оценки до перекрывания существующих расхождений.

Учет систематических расхождений в рамках статистических методов пока не разработан [29], поэтому предлагаемое их использование следует рассматривать как один из возможных вариантов.

Оценка данных для  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{236}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$  и  $^{237}\text{Np}$

Общие замечания. Данные измерений  $\bar{\nu}_p$  с обсуждением методических особенностей и погрешностей экспериментов приводились в подробных обзорах [22,30]. В оценку включены результаты, полученные на пучках моноэнергетических нейтронов и содержащие не меньше четырех экспериментальных значений (см. табл. I, рис. I-4). Использовались последние публикации исправленных и дополненных данных авторов [8,12,17].

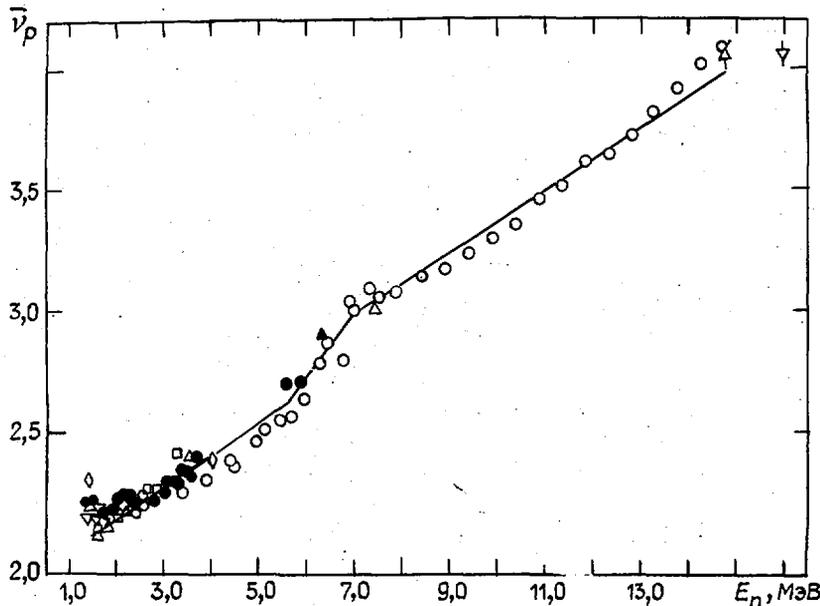


Рис. I. Зависимость  $\bar{\nu}_p$  от энергии нейтронов  $E_n$  при делении  $^{232}\text{Th}$ . Данные работ:  $\Delta$  - [1];  $\diamond$  - [2];  $\square$  - [3];  $\nabla$  - [4];  $\circ$  - [5];  $\bullet$  - [6]; — — полученная оценка

Все значения  $\bar{\nu}_p$  приведены с учетом величины среднего числа мгновенных нейтронов при спонтанном делении  $^{252}\text{Cf}$  ( $\bar{\nu}_p = 3,757 \pm 0,005$ ), взятой из оценки работы [21]. Из каждого набора данных определяли столько параметров  $\eta^k$  (2), (5), чтобы на оцениваемом участке прямой находилось не менее трех измеренных значений  $\bar{\nu}_p$ . В табл. I указаны принятые в оценке величины систематических погрешностей, которые брали из оригинальных работ или были несколько увеличены в оговоренных случаях.

В рекуррентной оценке (5)-(10) за первое приближение обычно брали набор параметров, полученный из результатов наиболее подробного измерения  $\bar{\nu}_p$  во всем диапазоне энергии нейтронов.

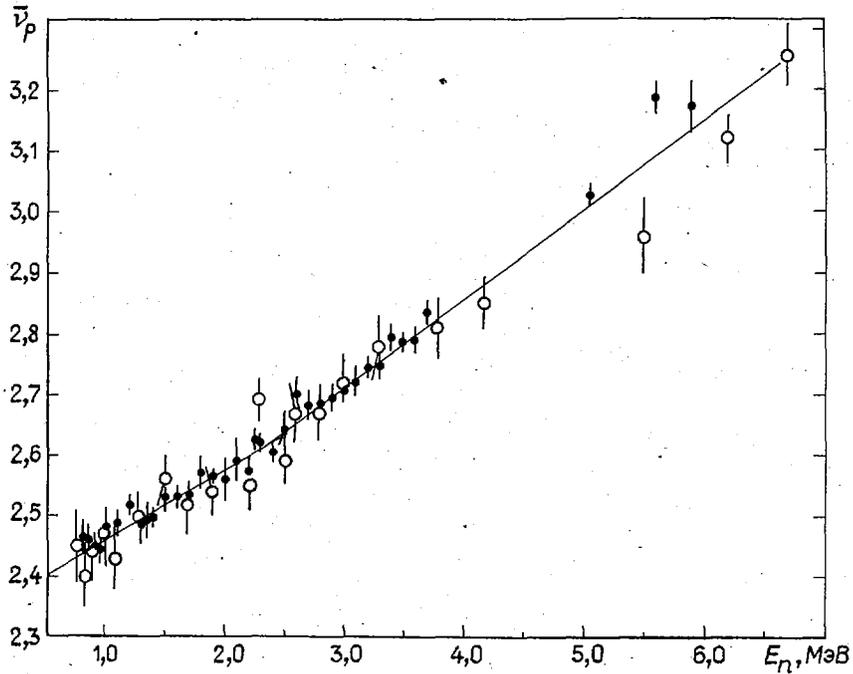


Рис. 2. Зависимость  $\bar{\nu}_p$  от энергии нейтронов  $E_n$  при делении  $^{236}\text{U}$ .  
 Данные работ:  $\circ$  - [7];  $\bullet$  - [8]; — - полученная оценка

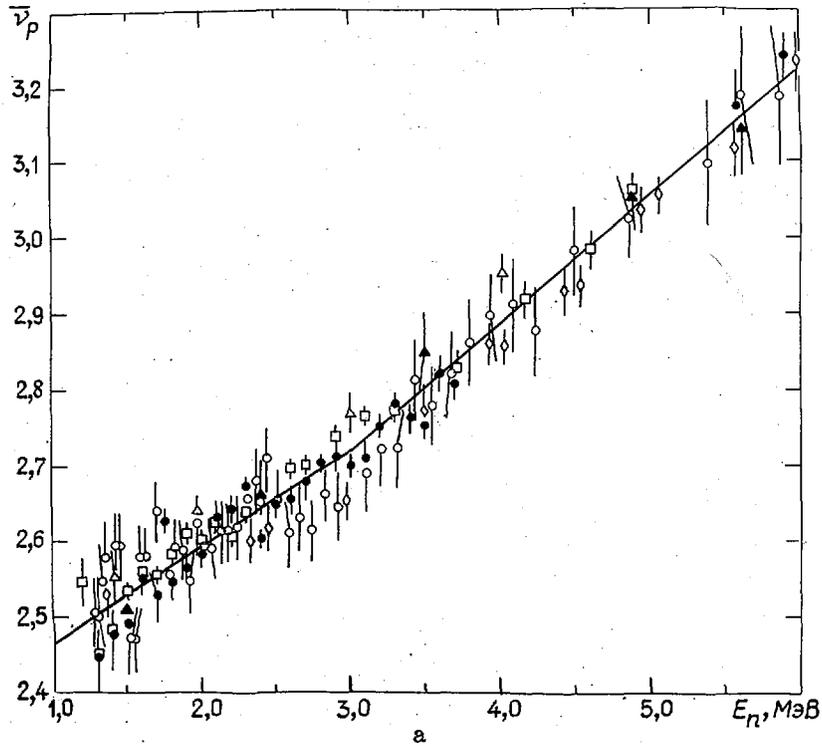


Рис. 3. Зависимость  $\bar{\nu}_p$  от энергии нейтронов  $E_n$  при делении  $^{238}\text{U}$   
 в диапазонах 1-6 МэВ(а) и 1-15 МэВ(б). Данные работ на рис. 3, а:  
 $\blacktriangle$  - [9];  $\triangle$  - [2];  $\circ$  - [10];  $\diamond$  - [11, 12];  $\square$  - [13];  $\bullet$  - [14].  
 Данные работ на рис. 3, б:  $\square$  - [9];  $\bullet$  - [10];  $\diamond$  - [11, 12];  $\circ$  - [13];  
 $\bullet$  - [14]. Данные работ [2, 9, 10] при  $E_n$  ниже 4,5 МэВ не нанесены.  
 На обоих рис. — - полученная оценка

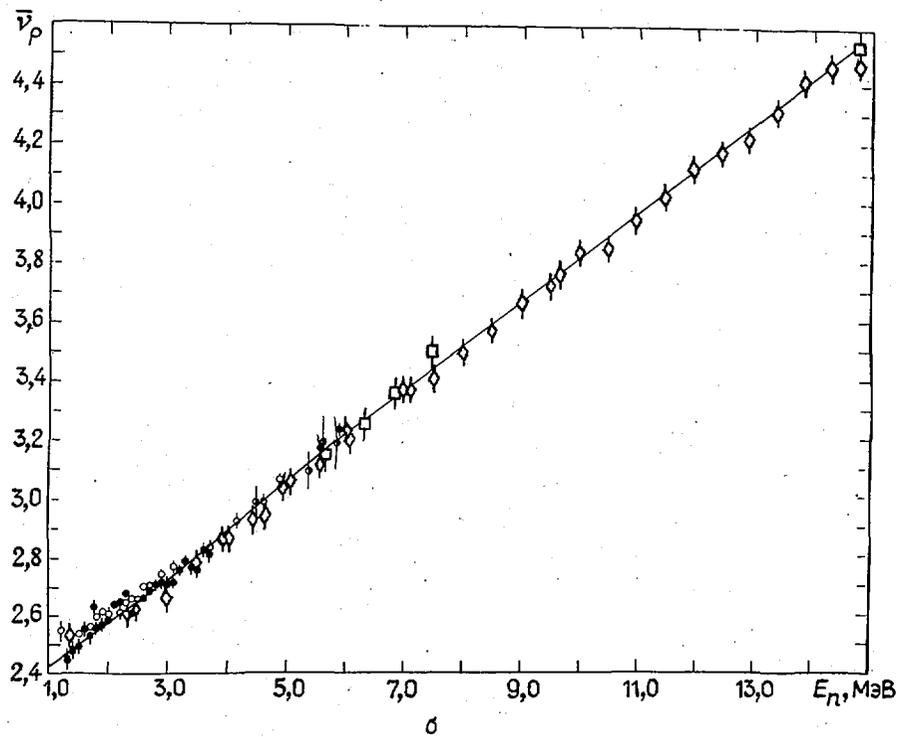


Рис.3. Окончание

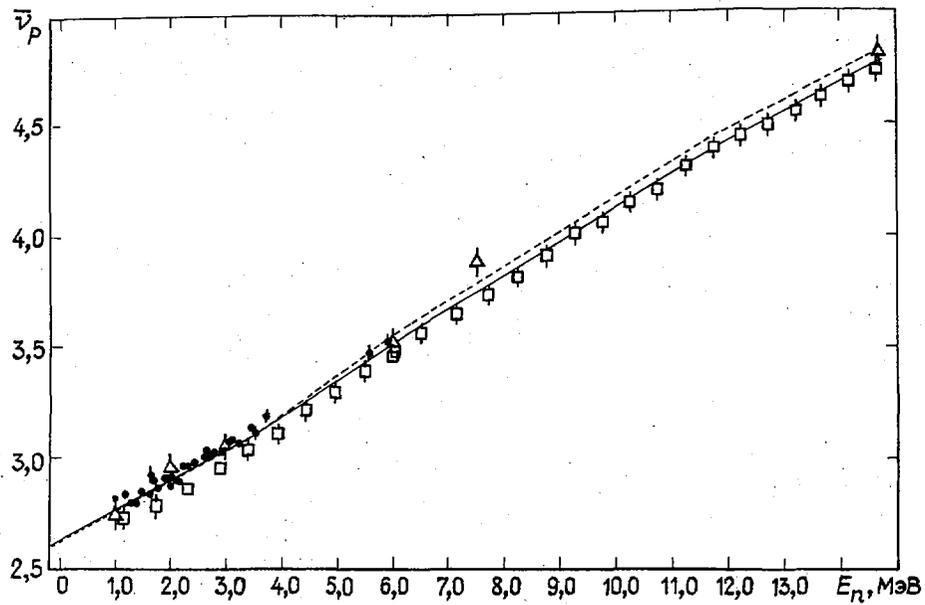


Рис.4. Зависимость  $\bar{\nu}_p$  от энергии нейтронов  $E_n$  при делении  $^{237}\text{Pr}$ .  
 Данные работ:  $\Delta$  - [15];  $\bullet$  - [16,17];  $\square$  - [5,18]. Оценки получены  
 без использования (—) и с использованием (---) ковариацион-  
 ных матриц данных

В табл.2 приведены погрешности, полученные при подгонке методом наименьших квадратов (9),(10), равные корню квадратному из диагональных членов матрицы ковариаций (10), а также погрешности с учетом неопределенности стандарта и, где необходимо, с учетом расхождения использованных наборов данных. Ошибка стандарта включалась умножением всех погрешностей подгонки на множитель  $G = (1 + \sigma_{\text{станд}}^2 / \sigma_{\text{подг}}^2)^{1/2}$ , где  $\sigma_{\text{станд}}^2 = 0,005$ ;  $\sigma_{\text{подг}}^2$  - минимальная из полученных погрешностей подгонки. Вместо ковариационной для удобства приведена матрица корреляций.

В результатах работы [2] изменены поправки на разницу энергетических спектров нейтронов деления исследуемого изотопа и стандарта ( $^{252}\text{Cf}$ ) в соответствии с данными работ [4,20]. Исправление составило - (0,21-0,09)% в данных для  $^{232}\text{Th}$  и (0,05-0,1)% для  $^{238}\text{U}$ . В данные наиболее поздних работ [4,5,12,18] внесена поправка на толщину слоя делящегося вещества: 0,4% для  $^{232}\text{Th}$  и 0,3% для  $^{237}\text{Np}$  в соответствии с результатами работ [31,32].

Оценка  $\bar{\nu}_p$  для  $^{232}\text{Th}$ . Зависимость  $\bar{\nu}_p(E_n)$  описывалась пятью параметрами (см.табл.2, рис.1), чтобы лучше представить поведение  $\bar{\nu}_p$  вблизи порога реакции  $(n, n'f)$ . Оценка не отражает особенностей поведения  $\bar{\nu}_p$  при энергиях нейтронов ниже 1,8 МэВ, что, по мнению авторов настоящей работы, для практического применения несущественно. И использованные данные обнаруживают некоторое расхождение. При оценке систематические погрешности работ, выполненных до 1970 г. [1-3], несколько увеличены. Погрешности работ [4,5,12,18] также были увеличены на 0,1% с учетом неопределенности толщины слоя делящегося вещества. Поскольку расхождение осталось, конечные погрешности увеличены. Оценочная точность определения величины  $\bar{\nu}_p$  во всем диапазоне энергий 1-15 МэВ составляет 2-2,5%.

Оценка  $\bar{\nu}_p$  для  $^{236}\text{U}$ . Имеющиеся в литературе два набора данных (см.табл.1, рис.2) хорошо согласуются до энергии нейтронов 5 МэВ и несколько расходятся вблизи 6 МэВ. Поэтому приведенная в табл.2 погрешность для этих энергий, возможно, в 1,5-2 раза занижена. Для экстраполяции зависимости  $\bar{\nu}_p(E_n)$  к энергии нейтронов 14,7 МэВ использован наклон  $d\bar{\nu}_p/dE_n$ , полученный для  $^{238}\text{U}$  в этом же диапазоне (см.следующий подраздел). Погрешность полученного значения не более 2,5-3%.

Оценка  $\bar{\nu}_p$  для  $^{238}\text{U}$ . И использованные в оценке данные согласуются между собой (см.табл.1,2, рис.3). Систематическая погрешность работы [2] была немного увеличена из-за расхождения с другими наборами полученных параметров. Для экстраполяции значения  $\bar{\nu}_p$  к энергии нейтронов 20 МэВ были использованы данные работы [33]. Полученная погрешность оценки - около 0,4%, точность экстраполированного значения (см.табл.2) - около 1,5%.

Оценка  $\bar{\nu}_p$  для  $^{237}\text{Np}$ . Возможные причины расхождения данных (см.табл.1,2, рис.4) обсуждались в работах [17,34]. Вероятно, результаты [5,18] занижены из-за неполного учета дискриминации части событий деления, хотя полной ясности в этом вопросе нет. Частично причины расхождения были учтены некоторым увеличением использованных систематических погрешностей. Однако расхождение превышает разумные ошибки измерений, поэтому погрешности оценки были увеличены (см.табл.2).

Оценка  $\bar{\nu}_p$  с использованием ковариационных матриц данных выполнена для  $^{237}\text{Np}$ . По результатам [17] получена соответствующая матрица в работе [28], аналогично построены матрицы для результатов [15,18]. Использовалось подробное описание погрешностей измерений методом большого жидкого сцинтиллятора [11,15,35]. Учет ковариационной матрицы данных  $K$  приводит к изменению формул (2)-(4) на  $\eta = (Z^T K^{-1} Z)^{-1} (Z^T K^{-1}) y$ ;  $D_\eta = [S^2 / (m-n)] (Z^T K^{-1} Z)^{-1}$ ;  $S^2 = (y - \eta)^T K^{-1} (y - \eta)$ .

Результат полученной таким образом оценки приведен в табл.2 и на рис.4. Учет ковариационных матриц при выбранной сравнительно простой модели оценки мало влияет на конечный результат и не устраняет основную трудность оценки - необходимость учета систематических расхождений между результатами различных авторов. Существенна лишь положительность корреляций полученных параметров, что является следствием положительной корреляции отдельных значений  $\bar{\nu}_p$  [28]. Едва ли целесообразно использовать в оценке  $\bar{\nu}_p$  ковариационные матрицы данных. Это заметно услож-

Результат оценки энергетической зависимости величины  $\bar{\nu}_p$  при делении различных ядер нейтронами

Таблица 2

Параметр	$^{232}\text{Th}$					$^{236}\text{U}$				$^{238}\text{U}$				
	1,0	3,0	5,7	7,0	14,7	0,0	2,35	6,0	14,7*	0,0	3,0	6,0	14,7	20,0
Энергия нейтронов, МэВ	1,0	3,0	5,7	7,0	14,7	0,0	2,35	6,0	14,7*	0,0	3,0	6,0	14,7	20,0
Величина $\bar{\nu}_p$	2,127	2,263	2,640	2,996	3,972	2,348	2,620	3,150	4,289*	2,337	2,719	3,220	4,531	5,155*
Погрешность, полученная при подгонке	0,018	0,013	0,026	0,028	0,025	0,022	0,010	0,019	-	0,022	0,010	0,013	0,018	-
Погрешность с учетом расхождения данных и ошибки стандарта	0,045	0,033	0,065	0,070	0,062	0,022	0,011	0,019	-	0,024	0,010	0,014	0,020	-
Матрица корреляций	I					I				I				
	-0,04	I				-0,48	I			-0,55	I			
	0,01	-0,019	I			0,13	-0,27			0,05	-0,18	I		
	-0,02	0,04	-0,20	I				I		-0,02	0,06	-0,31	I	
	0,00	-0,00	0,05	-0,25	I									
Величина $\chi^2$	23,99	-	-	-	-	7,46	-	-	-	10,15	-	-	-	-
Число степеней свободы	14	-	-	-	-	3	-	-	-	14	-	-	-	-

83

Окончание табл. 2

Параметр	$^{237}\text{Np}$ (без учета ковариационных данных матриц)					$^{237}\text{Np}$ (с учетом ковариационных матриц данных)				
	0,0	3,45	6,20	11,80	14,7	0,0	3,45	6,20	11,80	14,7
Энергия нейтронов, МэВ	0,0	3,45	6,20	11,80	14,7	0,0	3,45	6,20	11,80	14,7
Величина $\bar{\nu}_p$	2,620	3,101	3,514	4,400	4,781	2,600	3,091	3,550	4,450	4,822
Погрешность, полученная при подгонке	0,034	0,019	0,021	0,025	0,033	0,019	0,015	0,019	0,027	0,036
Погрешность с учетом расхождения данных и ошибки стандарта	0,098	0,055	0,061	0,073	0,096	0,059	0,047	0,057	0,083	0,109
Матрица корреляций	I					I				
	-0,62	I				0,20	I			
	0,11	-0,09	I			0,41	0,48	I		
	-0,04	0,03	-0,29	I		0,29	0,46	0,43	I	
	0,04	-0,05	0,07	-0,24	I	0,28	0,37	0,51	0,25	I
Величина $\chi^2$	12,98	-	-	-	-	11,27	-	-	-	-
Число степеней свободы	6	-	-	-	-	6	-	-	-	-

\* Получено из экстраполяции (см. текст).

няет процедуру оценки (из-за недостатка информации о погрешностях большинства работ), а результат изменяется мало. С учетом расхождения данных точность определения  $\bar{\nu}_p$  для  $^{237}\text{Np}$  (см. табл. 2) составляет 2-2,5%.

\* \* \*

Полученные в настоящей работе оценки отражают современное состояние данных по величине  $\bar{\nu}_p$ . Предложенный учет экспериментальных погрешностей и расхождений результатов различных авторов позволяет сделать достоверные заключения о точности определения зависимости  $\bar{\nu}_p(E_n)$ . Полученные оценки рекомендуются авторами настоящей работы к использованию.

#### Список литературы

1. Condé H., Holmberg M. Ark. for fysik, 1964, v.29, p. 33-43.
2. Mather D.S., Fieldhouse P., Moat A. Nucl. Phys., 1965, v.66(1), p. 149-160.
3. Прохорова Л.И., Смирнин Г.Н. Ядерная физика, 1968, т.7, вып.5, с.961-966.
4. Sargana J., Boldeman J.W. Nucl. Phys., 1977, v. A285, p. 217-221.
5. Frehaut J., Bertin A., Bois R. In: Nucl Data for Science and Technology (Proc. of the internat. conf., Antwerp, 6-10 Sept., 1982). Holland, Dordrecht, D.Reidel Publishing company, 1983, p.78.
6. Малиновский В.В., Воробьева В.Г., Кузьминов Б.Д. и др. Атомная энергия, 1983, т.54, вып.3, с.209-211.
7. Condé H., Holmberg M. Nucl. Energy, 1971, v.25, p.331-338.
8. Малиновский В.В., Воробьева В.Г., Кузьминов Б.Д. и др. Атомная энергия, 1982, т.53, вып.2, с.83-86.
9. Asplund-Nilsson I., Condé H., Starfelt N. Nucl. Sci. and Engng, 1964, v.20, p.527-535.
10. Савин М.В., Хохлов Ю.А., Парамонова И.Н., Чиркин В.А. Атомная энергия, 1972, т.32, вып.5, с.408-410.
11. Soleilhac M., Frehaut J., Gauriau J. J. Nucl. Energy, 1969, v.23, N 5, p.257-282.
12. Frehaut J., Mosinski G., Soleilhac M. Data EXFOR, 20.490, 1980.
13. Нурпеисов Б., Володин К.Е., Нестеров В.Г. и др. Атомная энергия, 1975, т.39, с. 199-205.
14. Воробьева В.Г., Кузьминов Б.Д., Малиновский В.В. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып.1(40), с.62-65.
15. Veeger L.R. Phys. Rev., 1978, v.C17, N 1, p.385-387.
16. Воробьева В.Г., Кузьминов Б.Д., Малиновский В.В. и др. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1980, вып.3(38), с.44-58.
17. Малиновский В.В., Воробьева В.Г., Кузьминов Б.Д. Атомная энергия, 1983, т.54, вып.3, с.208-209.
18. Frehaut J., Bois R., Bertin A. Note CEA -N-2196, 1981.
19. Condé H., Starfelt N. Nucl. Sci. and Engng, 1961, v. 11, p. 397-404.
20. Boldeman J.W. In: Neutron Standards and applications, NBS special publication 493. 1977, p. 182-193.
21. Lemmel H.D. INDC/P(83)-37, 14 April 1983.
22. Manero F., Konshin V.A. Atomic Energy Rev., 1972, v.10, N 4, p. 637-756.
23. Boldeman J.W., Frehaut J., Walsh R.L. Nucl. Sci. and Engng, 1977, v.63, p. 430-436.
24. Hopkins J.C., Diven B.C. Nucl. Phys., 1963, v.48(3), p.433-442.
25. Davey W.G. Nucl. Sci. and Engng, 1971, v.44(3), p.345-371.
26. Воробьева В.Г., Кузьминов Б.Д., Малиновский В.В., Семенова Н.Н. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып.1(40), с.60-62.
27. Усачев Л.Н. Препринт ФЭИ-537. Обнинск, 1974.
28. Малиновский В.В., Кузьминов Б.Д., Воробьева В.Г. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1983, вып.1(50), с.4-10.
29. Peelle R.W. In: 57, p.694-697.
30. Малиновский В.В., Воробьева В.Г., Кузьминов Б.Д. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1983, вып.5(54), с.19-56.
31. Boldeman J.W., Frehaut J. Nucl. Sci. and Engng, 1980, v.76, p.49-52.
32. Малиновский В.В., Воробьева В.Г., Кузьминов Б.Д. и др. Атомная энергия, 1983, т.55, вып.1, с.51-52.
33. Frehaut J. Data EXFOR, 21.685, 1980.

34. Frehaut J. Report on fish research coordination meeting for the coordinated Research project on the intercomparison of evaluations of actinide neutron data. Belgium, Antwerp, Sept. 1982, No P2N-683/82.
35. Frehaut J., Mosinski G., Bois R. Rapport CEA-R-4626, 1974.

Статья поступила в редакцию 3 августа 1984 г.

УДК 539.17.013

ИЗМЕРЕНИЕ ФУНКЦИЙ ПРОПУСКАНИЯ, ОЦЕНКА СРЕДНИХ РЕЗОНАНСНЫХ ПАРАМЕТРОВ И ГРУППОВЫХ КОНСТАНТ  $^{235}\text{U}$  В ОБЛАСТИ НЕРАЗРЕШЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ

А.А.Ваньков, Л.С.Гостева, В.Ф.Украинцев,  
С.Тошков, Н.Янева

TRANSMISSION MEASUREMENTS, EVALUATION OF MEAN RESONANCE PARAMETERS AND GROUP CONSTANT FOR  $^{235}\text{U}$ . An analysis of experimental average transmission and cross-sections data for  $^{235}\text{U}$  was carried out using the multilevel theory. A new evaluation for mean resonance parameters and group constants of  $^{235}\text{U}$  was made in the energy region 0,1-21,5 keV.

Анализ нейтронных сечений в резонансной области энергий является актуальной задачей [1]. Для делящихся нуклидов проблема резонансной области усложняется необходимостью учитывать сильные эффекты междууровневой интерференции.  $^{235}\text{U}$  является примером такого "трудного" нуклида. В то же время оценка его сечения деления принимается за стандартную. Последняя оценка сечений  $^{235}\text{U}$  в библиотеке ENDF/B-V [2] связана с работой [3] по анализу сечений  $^{235}\text{U}$  для поляризованных нейтронов. Эти результаты существенно повлияли на рекомендованные значения средних резонансных параметров: среднее расстояние между уровнями D и ширины деления в состояниях  $J^{\pi}$ , равных  $3^{-}$ ,  $4^{-}$ .

Цель настоящей работы - совместный анализ данных для  $^{235}\text{U}$  по средним сечениям работы [2] и результатов измерений авторов настоящей работы функций пропускания типа

$$T(n) = 1/\Delta u \int \exp[-\sigma_t(u)n] du; \quad T_f(n) = 1/\langle \sigma_f \rangle \int \sigma_f(u) \exp[\sigma_t(u)n] du,$$

а также получение улучшенной оценки средних резонансных параметров  $^{235}\text{U}$ . На этой основе предполагается проводить расчеты групповых констант (средних сечений и факторов резонансного самоэкранирования) для системы типа библиотеки ЕНАВ-78 [4].

Описание экспериментальных данных по функциям пропускания. Измерения функций пропускания  $T(n)$  и самоиндикации реакции деления  $T_f(n)$  проводили на нейтронном спектрометре по времени пролета реактора ИБР-30. Спектр нейтронов был близок к фермиевскому спектру замедления. Описание условий эксперимента приведено в работах [5,6]. Отметим, что образцы-фильтры из металлического урана имели 90%-ное обогащение и высокую чистоту химического состава.

Предметом настоящего анализа являются результаты работы [2] и экспериментальные данные о функциях  $T(n)$  и  $T_f(n)$ , представленные на рис.1, где приведены также данные работы [7]. Последняя, кроме нашей, является единственной, в которой измерялась функция  $T_f(n)$  для  $^{235}\text{U}$ , но лишь при энергиях нейтронов ниже 1 кэВ. Видно хорошее согласие результатов работы [7] и данных настоящей работы.

Оценка погрешностей наших результатов приведена в работах [5,6]. Основной компонент этих погрешностей связан с измерением фона. При анализе эксперимента и оценке средних резонансных параметров авторы задали несколько увеличенные по сравнению с работой [5] погрешности для экспериментальных значений  $T(n)$  и  $T_f(n)$ . Эти погрешности соответствуют доверительному интервалу 95%.

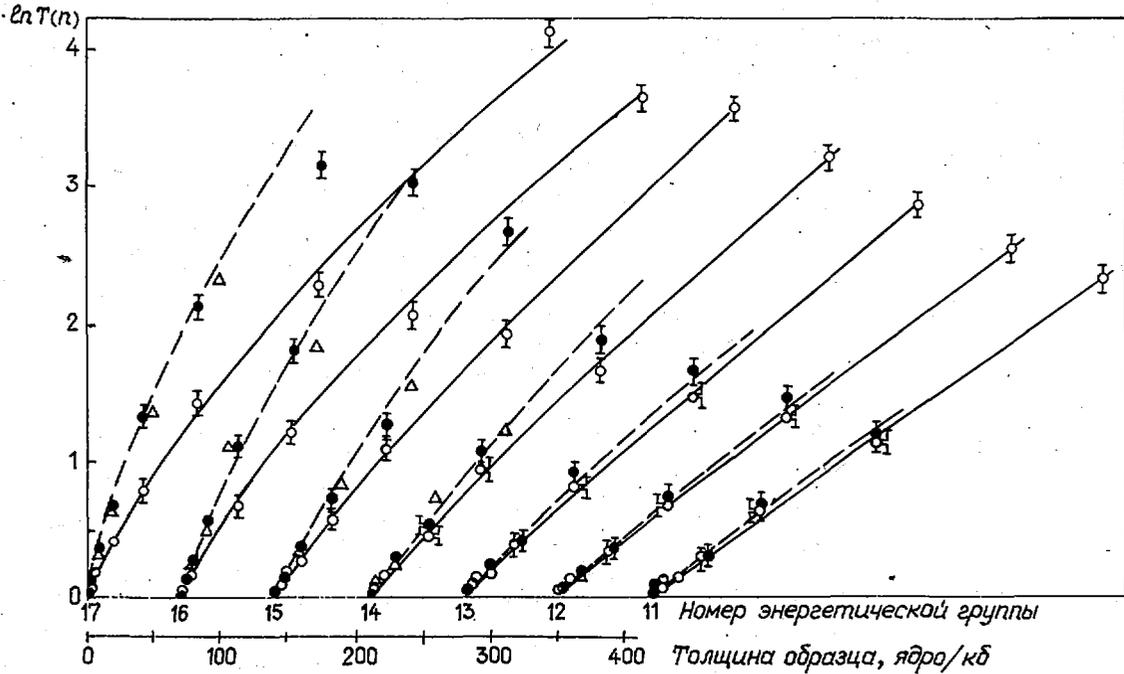


Рис. 1. Функции пропускания (экспериментальные точки и оптимизированный расчет). Данные настоящей работы:  $\bullet$  -  $T(n)$ ;  $\circ$  -  $T_f(n)$ . Данные работы [7]:  $\Delta$  -  $T_f(n)$

**Расчетно-теоретический метод.** Расчет средних сечений, исходя из оцененных средних резонансных параметров, обычно проводится в рамках формализма Хаузера - Фешбаха [8]. В работе [9] получены средние резонансные параметры  $^{235}\text{U}$ , использованные в файлах библиотеки ENDF/B-V и являющиеся исходными данными для расчета рекомендованных средних сечений. Задача авторов состояла в уточнении этих параметров на основе дополнительной экспериментальной информации по функциям пропускания. Эти величины чувствительны к эффектам межрезонансной интерференции, поэтому расчетная модель должна их учитывать достаточно строго. Очевидно, расчет функций пропускания в принципе не может быть выполнен в рамках формализма Хаузера - Фешбаха. Кроме того, поставленной задаче мог удовлетворять только многоуровневый формализм. В качестве такового был выбран формализм Райха - Мура. Связь нейтронных сечений с  $S$ -матрицей в нем выражается известным образом:

$$\sigma_t(E) = 2\pi \lambda^2 \sum_{J\pi} g(J) \sum_{l_j} (1 - \text{Re} S_{nl_j, nl_j}^{J\pi});$$

$$\sigma_f(E) = \pi \lambda^2 \sum_{J\pi} g(J) \sum_{l_j} |S_{nl_j, fl_j}^{J\pi}|^2;$$

$$\sigma_{el}(E) = \pi \lambda^2 \sum_{J\pi} g(J) \sum_{l_j} |1 - S_{nl_j, nl_j}^{J\pi}|^2.$$

Матрица столкновений  $S$  однозначно связана с  $R$ -матрицей, которая в приближении Райха - Мура представляется в виде

$$R_{cc'}(E) = \sum_{\lambda} \frac{\beta_{\lambda c} \beta_{\lambda c'}}{E_{\lambda} - E - i\bar{\Gamma}_{\lambda}/2},$$

где  $\beta_{\lambda c}$  - амплитуды приведенных ширин в канале с набором квантовых чисел  $c$ ;  $E_{\lambda}$  - энергия резонанса;  $\bar{\Gamma}_{\lambda}$  - средняя радиационная ширина. Сечение радиационного захвата определялось как раз-

ность полного сечения и сечений деления и рассеяния. Это можно оправдать малостью интерференционных эффектов в радиационном захвате. Для расчета средних сечений и функций пропускания в формализме Райха - Мура был развит метод статистической генерации (Монте-Карло) нейтронных сечений. Метод авторов подробно описан в работе [10].

**Метод оптимизации.** Оценка средних резонансных параметров  $^{235}\text{U}$  проводилась на основе совместного анализа сечений [2] и функций пропускания, усредненных в энергетических группах формата системы констант ЕНАВ-78 [4]. Она используется в проектных реакторных расчетах, поэтому полученные авторами настоящей работы результаты имеют практическое значение. Кроме того, энергетические интервалы (ширины групп) в этой системе выбраны достаточно большими, что ведет к усреднению флуктуаций нейтронных сечений, обусловленных статистикой резонансов, и тем самым - к корректности расчетного описания в терминах средних резонансных параметров. Среднегрупповые сечения  $^{235}\text{U}$  из файла библиотеки ЕНДГ/В-У были получены по программе RESENT. Оптимизация проводилась с использованием байесовского метода [11], который требует, чтобы были заданы следующие исходные величины:

- начальная априорная оценка средних резонансных параметров и их априорная погрешность. В качестве такой была принята оценка библиотеки ЕНДГ/В-У [2] для величин  $\bar{D}$ ,  $S_0$  и  $\Gamma_p$  и работы [12] для остальных параметров. Погрешности были приняты равными 25% (для параметра  $R'$  взята погрешность 5%);

- отклонения оцененных экспериментальных данных о средних сечениях и функциях пропускания от рассчитанных;

- погрешности оцененных экспериментальных данных о средних сечениях (принято 5% для  $\sigma_f$  и 7% для  $\sigma_p$ ) и функциях пропускания (2-3% на малых толщинах растут с увеличением толщины образца, доходя до уровня 20-30%). Все погрешности приведены к 95%-ному доверительному интервалу;

- коэффициенты чувствительности, т.е. величины  $\frac{\partial \bar{F}_i}{\partial p_k} \cdot \frac{\bar{F}_i}{p_k}$ , где  $\bar{F}_i$  - среднее сечение или пропускание;  $p_k$  - варьируемый параметр модели.

Варьировались следующие величины: среднее расстояние [для разных состояний предполагался закон пропорциональности  $\bar{D}_j \sim (1/2j + 1)^{-1}$ ], средняя радиационная ширина  $\bar{\Gamma}_p$  (общая для всех состояний), нейтронные силовые функции  $S_0$  (варьировалась в каждой группе) и  $S_1$  (независимая от энергии), делительная ширина  $\Gamma_f$  для  $\ell=0$  (варьировалась в каждой группе). Варьировалось также соотношение вкладов каналов деления для состояний с  $\ell=0$ . Величины  $\Gamma_f$  для  $\ell=1$  были фиксированы.

**Описание результатов.** Результаты оптимизации представлены в табл. 1, 2, качество подгонки иллюстрируется данными табл. 3 и рис. 1. Измерение функций пропускания на больших толщинах дает информацию о радиусе рассеяния  $R'$ , который в нашей модели принимается одинаковым во всех состояниях. Результат оптимизации привел к монотонной зависимости  $R'$  от энергии нейтронов (см. табл. 2).

Таблица 1

Оценка не зависящих от энергии средних резонансных параметров  $^{235}\text{U}$  (результат оптимизации)

Уг	$D$ , эВ	$\Gamma_p$ , мэВ	$S_n \cdot 10^4$	$\Gamma_f$ , эВ	$f_1$	$f_2$
3 <sup>-</sup>	0,967	30	Var.	Var.	0,5	0,5
4 <sup>-</sup>	0,801	30	Var.	Var.	0,5	0,5
2 <sup>+</sup>	1,256	30	1,68	0,468	0,5	0,5
3 <sup>+</sup>	0,967	30	1,68	0,165	1,0	0,0
4 <sup>+</sup>	0,801	30	1,68	0,322	0,5	0,5
5 <sup>+</sup>	0,770	30	1,68	0,130	1,0	0,0

Примечание.  $f_1, f_2$  - соотношения вкладов каналов деления в данном состоянии; Var. - параметр, варьируемый в каждой энергетической группе.

Таблица 2

Оценка средних резонансных параметров, зависящих от номера энергетической группы (результат оптимизации)

Номер группы	Энергетический интервал, кэВ	$R', \text{фм}$	$S_0 \cdot 10^{-4}$	$\bar{\Gamma}_f^{3-}, \text{мэВ}$
11	10,0-21,5	9,1	1,05	153
12	4,65-10,0	9,2	0,964	170
13	2,15-4,65	9,2	0,901	243
14	1,00-2,15	9,2	0,910	170
15	0,465-1,00	9,2	1,05	176
16	0,215-0,465	9,2	0,940	144
17	0,100-0,215	9,5	0,950	120

Примечание. Принималось равенство  $\bar{\Gamma}_f^{3-} = \bar{\Gamma}_f^{4-}$ .

Таблица 3

Средние сечения  $^{235}\text{U}$  в энергетических группах, б

Сечение	Номер группы						
	11	12	13	14	15	16	17
$\sigma_t$	<u>15,0</u>	<u>16,6</u>	<u>18,5</u>	<u>22,3</u>	<u>28,3</u>	<u>35,9</u>	<u>44,5</u>
	14,7	16,4	18,9	22,5	28,7	36,0	46,5
$\sigma_f$	<u>1,00</u>	<u>1,42</u>	<u>1,69</u>	<u>3,00</u>	<u>4,69</u>	<u>7,19</u>	<u>11,5</u>
	1,08	1,38	1,69	2,94	4,61	7,33	11,5
$\sigma_f$	<u>2,48</u>	<u>3,49</u>	<u>4,93</u>	<u>7,15</u>	<u>11,3</u>	<u>16,3</u>	<u>20,5</u>
	2,56	3,45	5,18	7,15	11,5	16,0	21,5

Примечание. Числитель - расчет по данным библиотеки ENDF/B-V, знаменатель - оптимизированный расчет.

Как следует из рис.1 и табл.3, полученные параметры хорошо описывают экспериментальный материал по средним сечениям и функциям пропускания  $^{235}\text{U}$ . Результаты расчета факторов резонансного самоэкранирования для комнатной температуры на основе оптимизированных средних резонансных параметров показаны на рис.2 (сплошная гистограмма). Там же для сравнения показаны табличные данные библиотеки ЕНАВ-78 [7] (пунктир). Видно, что результаты оценки авторов свидетельствуют о более сильном эффекте резонансного самоэкранирования всех сечений реакций для  $^{235}\text{U}$ .

Надежность оценок. В результате оптимизации была получена ковариационная матрица параметров  $D(\rho)$ , которая здесь не приводится. Ее диагональные элементы характеризуют апостериорную погрешность оценок. Для таких основных параметров, как  $S_0$ ,  $\bar{\Gamma}_f$  и  $\bar{\Gamma}_f$  ( $\ell=0$ ), апостериорные погрешности везде не превышают 10%, а погрешность величины  $R'$  находится на уровне менее 1,5%. Надежность оценки можно оценить, сравнивая апостериорные погрешности с расхождением результатов оптимизированного расчета и экспериментальных оценок (табл.4,5). Апостериорные погрешности величин  $F$  получаются из диагональных элементов ковариационной матрицы  $D(\rho)$ :  $D(F) = K^T D(\rho) K$ , где  $K$  - матрица коэффициентов чувствительности:

$$K_{ij} = \frac{\partial F_i}{\partial \rho_j} \frac{F_i}{F_j}$$

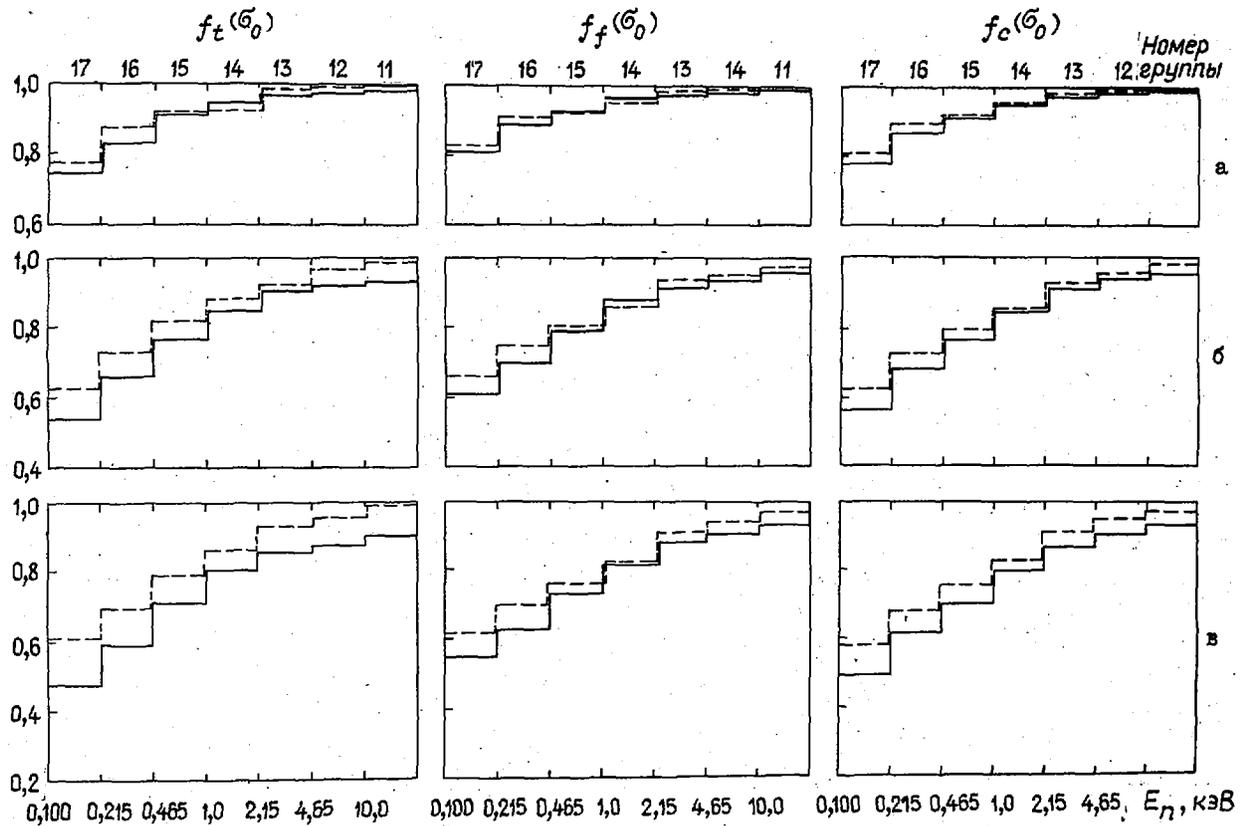


Рис. 2. Факторы резонансного самоэкранирования полного сечения, сечений деления и захвата для  $^{235}\text{U}$  при комнатной температуре для сечений разбавления  $\sigma_0$ , равных 100 б(а), 10 б(б) и 0 б(в)

Коэффициенты чувствительности были вычислены методом возмущений (в расчетах Монте-Карло). Из табл. 4, 5 следует, что полученные апостериорные погрешности сравнимы с расхождениями экспериментальных и оптимизированных значений сечений и функций пропускания. С ростом толщины образца ошибка измерений пропускания заметно возрастает, поэтому в отдельных точках расхождение  $(\varepsilon - p)/p$  может в 2-3 раза превышать апостериорную погрешность. Это согласуется с оценками ошибок измерений, которые на больших толщинах превышают 10%. В целом данные табл. 4 и 5 свидетельствуют о самосогласованности статистических оценок и надежности установленных доверительных интервалов для конечных результатов.

Апостериорно была получена высокая точность оценки факторов резонансного самоэкранирования: при  $\sigma_0 = 10$  б относительная погрешность  $f_f$  и  $f_T$  в I7-й группе равна 1,2%, далее погрешность монотонно падает с ростом энергии, достигая 0,2% в II-й группе. При  $\sigma_0 = 100$  б соответствующие погрешности в 2-3 раза меньше и имеют аналогичную зависимость от энергии.

Обсуждая погрешность оценок, необходимо иметь в виду существование флюктуационной ошибки средних функционалов, обусловленной природной статистикой и конечным числом резонансов в группе. Эта ошибка оценивалась в расчетах методом Монте-Карло. При низких энергиях (группы I6-I7) в средних сечениях она превышает 10%, а в факторах резонансного самоэкранирования (при  $\sigma_0$ , равном 10 и 100 б) находится в пределах 4-8%. При более высоких энергиях флюктуационная ошибка становится сравнимой или меньше, чем апостериорная. При усреднении функционалов по широкому спектру, очевидно, флюктуационная ошибка не играет роли. Однако в отдельных группах наличие такой ошибки следует иметь в виду, и при желании ее устранить следует производить индивидуальную подгонку в каждой группе, допуская локальные (не физические) флюктуации средних резонансных параметров.

Таблица 4

Сравнение расхождений экспериментальных ( $\varepsilon$ ) и оптимизированных расчетных ( $p$ ) значений средних сечений с их апостериорными погрешностями

Энергетический интервал, кэВ	$\bar{\sigma}_t$	$\bar{\sigma}_f$	$\bar{\sigma}_p$
10-21,5	2,3	-3,1	-7,4
	1,9	5,7	5,7
4,65-10	1,4	1,2	2,9
	1,9	5,6	6,0
2,15-4,65	-2,3	-4,8	0,0
	1,9	5,2	5,8
1,00-2,15	-0,9	0,0	2,0
	2,0	5,1	5,7
0,465-1,00	-1,5	-2,2	1,7
	2,0	4,7	5,6
0,215-0,465	-0,3	2,3	-1,9
	2,0	4,1	5,6
0,100-0,215	-4,5	-4,9	0,4
	2,1	4,5	5,1

Примечание. Числитель - расхождение  $[(\varepsilon - p)/p]$ , %; знаменатель - апостериорная погрешность, %.

Таблица 5

Сравнение расхождений экспериментальных ( $\varepsilon$ ) и оптимизированных расчетных ( $p$ ) значений функций пропускания с их апостериорными погрешностями

Энергетический интервал, кэВ	0,02145	0,0858	0,1716
10-21,5	-0,6	-4,4	-2,1
	0,6	2,2	4,0
4,65-10,0	0,3	-2,3	-1,3
	0,6	2,3	4,1
2,15-4,65	1,5	-4,1	-1,8
	0,7	2,6	4,6
1,00-2,15	0,5	-6,2	-2,6
	0,8	2,6	4,4
0,465-1,00	0,0	-6,6	3,4
	1,0	2,8	4,5
0,215-0,465	1,0	-9,5	-4,0
	1,2	2,9	4,5
0,100-0,215	1,7	-5,2	17,7
	1,1	2,9	48

Примечание. Числитель - расхождение  $[(\varepsilon - p)/p]$ , %; знаменатель - апостериорная погрешность, %.

На основе проведенного анализа можно сделать следующие выводы:

1. По сравнению с оценками библиотеки ENDF/B-V мы получили более низкие значения радиационной ширины  $\Gamma_n$  (30 мэВ вместо 35 мэВ). Для  $\rho$ -силовой функции была получена единая оценка  $S_1 = 1,667 \cdot 10^{-4}$ . В библиотеке ENDF/B-V приведены значения  $S_1 = 1,45 \cdot 10^{-4}$  ( $J^{\mathcal{M}} = 2^+, 5^+$ ) и  $S_1 = 1,25 \cdot 10^{-4}$  ( $J^{\mathcal{M}} = 3^+, 4^+$ ). Для удовлетворительного описания экспериментального материала приходится варьировать величины  $S_0$  и  $\Gamma_f$  отдельно в каждой группе.

2. Наилучшее описание достигается при выборе следующих вкладов каналов деления в суммарную делительную ширину в состояниях  $3^-, 4^-$ :  $f_1 = 0,5$ ;  $f_2 = 0,5$ . Информация по сечениям деления в состояниях с полным моментом  $3^-, 4^-$  отсутствует, поэтому было принято условие  $\Gamma_f^{3^-} = \Gamma_f^{4^-}$ . Ввиду слабого различия моментов это предположение представляется разумным. Выбор вкладов каналов деления и значений  $\Gamma_f$  для  $\ell = 1$  оказывает незначительное влияние на результаты оптимизации.

3. Из экспериментальных данных по функциям пропускания следует, что радиус рассеяния  $R'$  монотонно зависит от энергии нейтронов. Чтобы извлечь этот эффект из данных только по  $\langle \sigma_t \rangle$ , он довольно мал.

4. Полученная новая оценка средних резонансных параметров  $^{235}\text{U}$  хорошо описывает совокупность экспериментальных данных о средних сечениях и функциях пропускания. Ее надежность характеризуется апостериорной ковариационной матрицей, из которой получены погрешности расчетных групповых констант. Результаты рекомендуются для практического использования при составлении уточненных групповых констант.

#### Список литературы

1. Ваньков А.А. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1983, вып.4(53), с.3-8.
2. Garber D. ENDF-102: BNL-NCS-50496. Upton, 1979.
3. Newworth G.A., Moore M.S. In: Proc. of the intern. conf. Harwell, 1979, p.241-255.
4. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Николаев М.Н. и др. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. М.: Энергоиздат, 1981.

5. Васьков А.А., Григорьев Д.В., Украинцев В.Ф. и др. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1979, вып.4(35), с.48-52.
6. Bakalov T., Ilchev G., Toshkov S. e.a. Transmission and self-indication measurements with  $^{235}\text{U}$  and  $^{239}\text{Pu}$  in 2 eV-20 keV energy region. NBS special publ. N 594, Washington, 1980, p.692-694.
7. Szirt G.B. Nucl. Sci. and Engng, 1979, v.70, N 3, p.307-308.
8. Hauser W., Feahbach H. Phys. Rev., 1952, v.87, p.366-370.
9. Bhat M.R. Evaluation of  $^{235}\text{U}$  neutron cross-sections and gamma-rays production data for ENDF/B-V: BNL-NCS-51184, 1980.
10. Васьков А.А., Ташков С., Украинцев В.Ф. и др. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1983, вып.4(53), с.18-25.
11. Васьков А.А. Ядерные константы, 1974, М.: Атомиздат, 1974, вып.16, с.11-19.
12. Амципов Г.В., Коньшин В.А., Суховицкий Е.Ш. В кн.: Нейтронная физика (Материалы III Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 9-13 июня 1975 г.). М.: ЦНИИатоминформ, 1976, с.15-20.

Статья поступила в редакцию 27 августа 1984 г.

УДК 539.173.84.164

ОЦЕНКА ФОРМЫ СПЕКТРА МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ СПОНТАННОГО ДЕЛЕНИЯ  $^{252}\text{Cf}$

Г.С.Бойков, В.И.Древич

AN EVALUATION OF THE SPONTANEOUS FISSION PROMPT NEUTRON SPECTRUM OF  $^{252}\text{Cf}$ . An evaluation of the spontaneous fission prompt neutron spectrum of  $^{252}\text{Cf}$  from 1 keV to 20 MeV is described. Variance-covariance matrices for a number of recent experimental data sets were constructed and used to evaluate the neutron spectrum following a Bayesian procedure. The evaluated spectrum is compared with various experimental and theoretical representations.

Спектр мгновенных нейтронов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$  рекомендован в качестве международного стандарта [1] и в настоящее время широко используется при решении практических и научных задач. Периодически возникает необходимость проведения новых оценок формы спектра. Из рекомендаций, касающихся формы спектра мгновенных нейтронов деления  $^{252}\text{Cf}$ , наиболее широко распространена оценка работы [2], выполненная в 1975 г. и вошедшая в международный файл рекомендованных ядерных данных IAEA-82 [3]. Однако эта оценка уже не удовлетворяет требованиям, предъявляемым к ядерно-физическим стандартам, так как данные, на которых она базировалась, значительно устарели; в ней отсутствует ковариационная матрица оцененного спектра и не учитываются результаты интегральных измерений. Эти же недостатки присущи и более поздней отечественной оценке [4]. На международном совещании в 1983 г. [5] отмечена необходимость проведения новой оценки спектра нейтронов  $^{252}\text{Cf}$ .

Цель настоящей работы - оценить форму спектра мгновенных нейтронов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$ , используя новейшую экспериментальную информацию на основе детального анализа парциальных погрешностей. Применявшийся метод оценки основан на байесовском подходе [6], который позволяет вычислять ковариационную матрицу оцененного спектра по информации о корреляциях экспериментальных ошибок.

#### Метод оценки

Энергетический спектр нейтронов деления  $\varphi(E)$  представлялся в удобном для проведения оценки виде

$$\varphi(E) = \mu(E) \varphi_M(E), \quad (1)$$

где  $\varphi_M(E) = 0,667 E^{1/2} \exp(-E/T)$  с  $T = 1,42$  МэВ для спектра нейтронов деления  $^{252}\text{Cf}$ ;  $E$  - энергия нейтронов, МэВ. Функция  $\varphi_M(E)$ , называемая масштабной, удовлетворительно описывает форму

спектра нейтронов в области основного интеграла спектра 0,5–6 МэВ [2]. Таким образом, оценке подлежит функция структуры формы спектра  $\mu(E)$ .

Проводя оценку непрерывных функций, например энергетической зависимости какого-либо сечения реакции, принято искать определенный набор дискретных значений функции, заданной на соответствующей энергетической сетке небольшой размерности, что значительно облегчает оценочную процедуру, избавляя от работы с матрицами больших размерностей. Значения функции при промежуточных энергиях могут быть найдены с помощью задаваемых правил интерполяции. Аналогичную процедуру удобно использовать при оценке формы спектра нейтронов деления, функции  $\mu(E)$ .

Используемый в настоящей работе метод оценки основан на общей схеме уточнения ядерных данных [6–8]. Для каждого независимого вектора входных экспериментальных данных  $\vec{D}$  на основе их парциальных погрешностей формируется соответствующая ковариационная матрица  $V$ . В случае нелинейной функции  $\vec{D}(\vec{X})$ , где  $\vec{X}$  – набор экспериментальных параметров,

$$V = \langle (\partial \vec{D})(\partial \vec{D})^+ \rangle = S \langle (\partial \vec{X})(\partial \vec{X})^+ \rangle S^+, \quad (2)$$

где  $S$  – матрица чувствительности с элементами  $S_{ij} = (X_j/D_i)(\partial D_i/\partial X_j)$ . Нахождение "наилучшей" оценки вектора параметров  $\vec{P}'$  и его ковариационной матрицы  $M'$  основано на теореме Байеса. Проблема сводится к получению такого вектора  $\vec{P}'$ , который минимизирует выражение

$$q^2 = (\vec{P} - \vec{P}')^+ M^{-1} (\vec{P} - \vec{P}') + (\vec{D} - \vec{D}')^+ V^{-1} (\vec{D} - \vec{D}'), \quad (3)$$

где  $\vec{D}' = \vec{D} + G(\vec{P}' - \vec{P})$ . Вектор  $\vec{D}$  можно найти через вектор параметров  $\vec{P}$ , используя функциональную связь  $\vec{D} = \vec{D}(\vec{P})$ , а элементы матрицы чувствительности  $G$  имеет вид  $G_{ij} = \partial D_i / \partial P_j$ . Метод получения уточненного вектора параметров  $\vec{P}'$  и соответствующей ковариационной матрицы  $M$  на основе выражения (3) называется обобщенным методом наименьших квадратов и сводится к решению следующих уравнений:

$$\begin{aligned} (\vec{P}' - \vec{P}) &= M G^+ [N + V]^{-1} (\vec{D} - \vec{D}'); \\ M - M' &= M G^+ [N + V]^{-1} G M, \end{aligned} \quad (4)$$

где  $N = G M G^+$ . В случае оценки формы спектра нейтронов деления вектором оцениваемых параметров  $\vec{P}$  будет вектор  $\vec{\mu}$ , элементами которого являются значения функции формы  $\mu(E)$  на выбранной энергетической сетке. При уточнении спектра путем добавления результатов дифференциальной спектрометрии вектором данных  $\vec{D}$  является вектор  $\vec{\mu}_g$ . Нормировка относительного энергетического распределения нейтронов на единичную площадь может быть проведена с помощью уравнений

$$\vec{\mu}_{\text{норм}} = \vec{\mu} + M G^+ N^{-1} (1 - J); \quad (5)$$

$$M_{\text{норм}} = M - M G^+ N^{-1} G M,$$

где  $J = \int_0^{20 \text{ МэВ}} \varphi(E) dE = \sum_i J_i$ , а элементы матрицы чувствительности  $G$  имеет вид  $G_i = \partial J / \partial \mu_i = J_i / \mu_i$ . При добавлении интегральных данных вектором  $\vec{D}$  будет являться набор экспериментальных средних сечений для  $n$  реакций:

$$\vec{\sigma}_g = \begin{bmatrix} \sigma_{g1} \\ \vdots \\ \sigma_{gn} \end{bmatrix} \quad (6)$$

Величины  $\vec{\sigma}$ ,  $\sigma(E)$  и  $\varphi(E)$  связаны соотношением

$$\vec{\sigma} = \int_0^{20 \text{ МэВ}} \sigma(E) \varphi(E) dE = \int_0^{20 \text{ МэВ}} \sigma(E) \vec{\mu}(E) \varphi_M(E) dE \quad (7)$$

при выполнении условия нормировки  $\int_0^{20 \text{ МэВ}} \mu(E) \varphi_M(E) dE = 1$ , поэтому при добавлении новых данных о  $\vec{\sigma}_3$  будет уточняться не только спектр, но и микроскопические сечения реакций. В этом случае вектор оцениваемых параметров  $\vec{P}$  будет состоять из двух подвекторов  $\vec{\sigma}$  и  $\vec{\mu}$ :

$$\vec{P} = \begin{pmatrix} \vec{\sigma} \\ \vec{\mu} \end{pmatrix}, \quad (8)$$

где вектор  $\vec{\sigma}$  сам состоит из  $n$  подвекторов ( $n$  реакций). Если первоначально вектора  $\vec{\sigma}$  и  $\vec{\mu}$  независимы, то ковариационную матрицу  $M$  можно представить в блочном виде как

$$M = \begin{pmatrix} M^{\sigma} & 0 \\ 0 & M^{\mu} \end{pmatrix}, \quad (9)$$

а матрицу чувствительности  $G$  как

$$G = \begin{pmatrix} G^{\sigma} & G^{\mu} \end{pmatrix}, \quad (10)$$

элементами которой являются  $G_{ij}^{\sigma} = \partial \bar{\sigma}_i / \partial \sigma_j$ ;  $G_{ij}^{\mu} = \partial \bar{\sigma}_i / \partial \mu_j$ . Интересуясь только уточнением формы спектра, можно показать, что новые значения  $\vec{\mu}'$  и  $M^{\mu'}$  находятся путем решения уравнений, аналогичных уравнениям (4):

$$\begin{aligned} (\vec{\mu}' - \vec{\mu}) &= M^{\mu} G^{\mu+} [N + V]^{-1} (\vec{\sigma}_3 - \vec{\sigma}_p); \\ M^{\mu} - M^{\mu'} &= M^{\mu} G^{\mu+} [N + V]^{-1} G^{\mu} M^{\mu}, \end{aligned} \quad (11)$$

где  $N = G^{\sigma} M^{\sigma} G^{\sigma+} + G^{\mu} M^{\mu} G^{\mu+}$ , а  $\vec{\sigma}_p$  - вектор расчетных средних сечений реакций. Если вектора  $\vec{\sigma}$  и  $\vec{\mu}$  первоначально зависимы, ковариационная матрица имеет вид

$$M = \begin{pmatrix} M^{\sigma} & M^{\mu\sigma+} \\ M^{\mu\sigma} & M^{\mu} \end{pmatrix}. \quad (12)$$

Уточненный вектор  $\vec{\mu}'$  и соответствующая ковариационная матрица  $M^{\mu'}$  находятся из уравнений (11), только матрица  $N$  будет иметь вид

$$N = G^{\sigma} M^{\sigma} G^{\sigma+} + G^{\mu} M^{\mu\sigma} G^{\sigma+} + (G^{\mu} M^{\mu\sigma} G^{\sigma+})^+ + G^{\mu} M^{\mu} G^{\mu+}. \quad (13)$$

#### Анализ экспериментальных работ

Детальный анализ всех экспериментальных неопределенностей - необходимая база для выполнения современной оценки стандартного спектра нейтронов  $^{232}\text{Cf}$ , требующая построения достоверной ковариационной матрицы погрешностей [5]. Предъявление все более высоких требований к точности знания формы спектра привело к направлению основных усилий экспериментаторов на тщательную постановку измерений, минимизацию и корректный учет различного типа неопределенностей [9-14]. Критическое рассмотрение экспериментального материала показало, что в большинстве публикаций, посвященных исследованию данного спектра, сравнительно мало внимания уделяется анализу погрешностей результатов измерений. Это относится как к работам, выполненным методом времени пролета (например, [15, 16]), так и к работам, выполненным амплитудным методом, и к интегральным измерениям [17]. Например, для работы [18], результаты которой вошли как базовые в оценку [2], нам не удалось оценить величины основных погрешностей.

Выбранные работы [9-14] характеризуются следующими качествами, выгодно отличающими их от других работ:

- высоким экспериментальным уровнем прецизионных измерений, которые опираются на лучшие современные методические разработки и последние ядерно-физические данные;

- наличием предварительных исследований и большой информативностью опубликованного авторами материала;
- значительными усилиями в решении задач оптимизации постановки измерений, минимизации и корректного учета различного типа неопределенностей;
- этапом длительного критического анализа полученных результатов;
- хорошим согласием результатов работ;
- совокупностью результатов измерений, перекрывающей диапазон энергий 1 кэВ-20 МэВ.

Несмотря на указанные достоинства этих работ, все же пришлось затратить значительные усилия на сбор необходимой для проведения оценки информации из различных источников, а также на переанализ экспериментальных погрешностей, направленный на выявление существующих корреляций.

Измерения методом времени пролета. Краткая характеристика работ [9-13] приведена в табл. I. В этих работах измерения проводились в существенно различных экспериментальных условиях, каждой из них присущ свой тип детектора нейтронов. Поэтому их результаты полагались независимыми. Список рассмотренных неопределенностей для каждой из работ приведен в табл. 2. Некоторые из приведенных неопределенностей разбивались на более элементарные при составлении файла погрешностей. Ошибка в эффективности детектора нейтронов для всех работ - одна из основных погрешностей, анализ которой для работ [11-13] представлял весьма сложную задачу. При оценке коэффициентов корреляций для значений эффективности при различных энергиях нейтронов использовали три уровня: 0; 0,5; 1.

Таблица I

Краткая характеристика работ, использованных при оценке

Работа	Временное разрешение, нс/м	Пролетная база, м	Мощность источника, дел./с	Детекторная система	Область энергий, МэВ	Область энергий, используемая в оценке, МэВ	Примечание
[9]	3 6 12 24	0,5 0,25 0,125 0,0625	$\sim 1 \cdot 10^5$ $\sim 2 \cdot 10^4$	Детектор осколков - сцинтилляционный газовый счетчик малой массы с хорошим разделением $\alpha$ -частиц от осколков. Детектор нейтронов - кристаллы ${}^6\text{LiI}(\text{Eu})$ диаметром 17,5 и толщиной 2 и 4 мм. Эффективность - сечение реакции ${}^6\text{Li}(n,\alpha)$ . Использовался файл ENDF/B-V	0,001-2	0,001-0,2 0,3-0,4	Измерения относительные. Использовалась область энергий, где сечение реакции ${}^6\text{Li}(n,\alpha)$ является стандартом. В области резонансного пика 0,2-0,3 МэВ и выше 0,5 МэВ сечение имеет значительную неопределенность
[10]	1,7 3,4	1 0,5	$2,0 \cdot 10^5$ $5,1 \cdot 10^5$	Детектор осколков - ионизационная камера массой меньше 1 г. Детектор нейтронов - ионизационная камера малой массы ( $\sim 65$ г.) со слоями ${}^{235}\text{U}$ . Эффективность - сечение деления реакции ${}^{235}\text{U}(n,f)$ . Использовался файл ENDF/B-V	0,01-14	0,1-10	Измерения относительные. Использовалась область энергий, где сечение реакции ${}^{235}\text{U}(n,f)$ является стандартом. Выше 10 МэВ данные имеют значительную по сравнению с результатами работ [12, 13] неопределенность
[11]*	$\sim 1,3$	2,6 3,5	$1,4 \cdot 10^5$	Детектор осколков - большая сцинтилляционная камера. Детектор нейтронов - малый и большой черные детекторы. Эффективности - расчетные	0,2-10	0,5-6	Измерения относительные. Использовалась область энергий, где величины поправок малы по сравнению с интенсивностью спектра

Работа	Временное разрешение, нс/м	Пролетная база, м	Мощность источника, дел./с	Детекторная система	Область энергий, МэВ	Область энергий, используемая в оценке, МэВ	Примечания
[12]*	0,125	12	$\sim 1 \cdot 10^5$	Детектор осколков - ионизационная камера, масса $\sim 1$ г. Детектор нейтронов - четыре детектора на основе жидкого органического сцинтиллятора NE-213 размером $25,4 \times 5,08$ см со световодами. Использовалась экспериментальная эффективность (порог $\sim 1,6$ МэВ)	3-13	4-13	Абсолютные измерения. Данные в районе 3 МэВ не использовались в оценке из-за значительного их расхождения (за пределами погрешностей) с результатами, приведенными в таблицах работ [10, 11, 15, 18]
[13]	$\sim 0,44$	4,5	$3,3 \cdot 10^4$	Детектор осколков - ионизационная камера малой массы. Детектор нейтронов - жидкий органический сцинтиллятор NE-213 диаметром $12 \times 12$ см. Эффективность расчетная. Измерения проведены в пять серий с различными наборами нижних ( $\sim 7-10$ МэВ) и верхних ( $\sim 17-22$ МэВ) порогов	II-30	II-20	Измерения относительные. В области энергий выше 20 МэВ результаты маловероятны (30 событий на 15 фоновых событий) и содержат значительные погрешности

\* Числовые данные сняты авторами с рисунков, которые в этих работах имеют высокое качество.

В работах [9, 10] формы спектра нейтронов определяли относительно стандартных сечений реакций  ${}^6\text{Li}(n, \alpha)$  и  ${}^{235}\text{U}(n, f)$ ; при этом использовались данные из файла ENDF/B-V [19]. Результаты этих измерений рассматривались в областях, для которых рекомендованы сечения указанных реакций. При проведении анализа погрешностей использовались также результаты работ [20-22].

В работе [11] спектр в области энергий выше 4 МэВ измеряли только в одной серии с помощью большого черного детектора нейтронов, а ниже 4 МэВ были проведены три серии измерений, две из которых - с помощью малого черного детектора нейтронов. Авторы настоящей работы предполагали, что значения эффективности в этих энергетических областях слабо коррелируют между собой. Для анализа погрешностей расчетных эффективностей детекторов привлекались результаты экспериментальной проверки расчетной эффективности малого черного детектора [23], а также результаты проведенного авторами сравнения экспериментальных данных работ [24, 25] по сечению реакции  ${}^{235}\text{U}(n, f)$  с оцененными значениями этого сечения в работах [8, 19, 26, 27]. В энергетической области около 3-4 МэВ была введена дополнительная погрешность эффективности (примерно 3%), равная по величине расхождению между экспериментальными и оцененными значениями сечения реакции  ${}^{235}\text{U}(n, f)$ . При анализе погрешностей использовали также результаты работ [28-30].

Абсолютные измерения в работе [12] проводились с помощью четырех идентичных детекторов нейтронов. Использовалась экспериментальная абсолютная эффективность детекторов, значения которой несколько превышают значения расчетной эффективности [31]. Авторы настоящей работы оценивали следующие парциальные погрешности: статистическую систематическую погрешность абсолютной величины эффективности, а также неопределенность формы кривой эффективности. При этом некоторая информация была получена из сравнения экспериментальных и расчетных эффективностей детекторов нейтронов (на основе сцинтиллятора NE-213 и с порогом регистрации для нейтронов около 1,5 МэВ) [12, 32-34]. При анализе экспериментальных неопределенностей использованы также результаты работ [35-40].

Таблица 2

Неопределенности работ [9-13]

Тип неопределенности	[9]	[10]	[11]	[12]	[13]
Статистическая погрешность	X	X	X	X	X
Дифференциальная нелинейность	+	+	+	+	+
Неопределенность цены временного канала	+	+	+	+	+
Неопределенность "нуля времени"	+	X	X	X	X
Неопределенность пролетного расстояния	+	+	+	+	+
Неопределенность эффективности детектора нейтронов	X	X	X	X	X
Неопределенность поправки на истинно случайные совпадения	+	+	X	+	+
Неопределенность поправки на рассеяние нейтронов воздушной средой	X	+	+	+	+
Неопределенность поправки на рассеяние нейтронов детекторами	X	+	+	+	+
Неопределенность поправки на рассеяние нейтронов удаленными массами	+	+	X	+	+
Неопределенность поправки на конечное временное разрешение	+	X	X	+	+
Неопределенность нормировки различных серий измерений	X	-	-	-	-
Неопределенность, вносимая трактом (n/γ)-разделения	-	-	X	+	+
Неопределенность, связанная с неполной регистрацией актов деления	+	+	X	+	+
Неопределенность поправки на фоновые реакции и запаздывающие γ-кванты	X	-	-	-	-
Неопределенность поправки на анизотропию вылета осколков деления $^{235}\text{U}$ и кинематический эффект	-	+	-	-	-

П р и м е ч а н и е. Знак X означает, что неопределенность вносит значительный вклад в полную погрешность; + и - - соответственно наличие или отсутствие данной неопределенности.

В относительных измерениях [13] эффективность детектора нейтронов рассчитывалась по коду, описанному в работе [14], который аналогичен широко используемому коду [42]. Величина неопределенности эффективности оценивалась на основе результатов работ [43-47]; для выявления корреляций полагалось, что основной вклад в эту неопределенность вносят два типа парциальных погрешностей, связанных с неопределенностью величины порога регистрации и с неопределенностью данных о развале ядер углерода, входящих в состав органического сцинтиллятора детектора. Для анализа экспериментальных погрешностей привлекались результаты работ [43-48]. Результаты рассмотренных выше работ не исправлялись. Устранялись только маловероятные, с нашей точки зрения, результаты, находящиеся на краях энергетического диапазона измерений (см. табл. I).

Интегральные измерения. Для большого набора дозиметрических реакций, имеющих пороговую энергию ниже 10 МэВ, в работе [14] проведена совместная оценка средних сечений, измеренных в нейтронном поле  $^{252}\text{Cf}$ . Для оцененных значений была построена ковариационная матрица погрешностей, результаты представлены в удобном для включения в оценку виде. В работе [14] приведены также измеренные с высокой точностью величины средних сечений для реакций (n,2n), имеющих пороговую энергию выше 10 МэВ. Недостающие элементы корреляционной матрицы для набора средних сечений реакций, включающего результаты измерений работы [14] для реакций (n,2n), определялись нами с использованием данных работ [7, 49, 50]. Для задания значений микроскопических сечений реакций и соответствующих им ковариационных матриц погрешностей использовались данные из файлов ENDF/B-V и IRDF-82. Величины микроскопических сечений для различных реакций полагались независимыми, поскольку отсутствовала информация о корреляциях между ними (кроме реакций  $^{197}\text{Au}(n,2n)$  и  $^{59}\text{Co}(n,2n)$ , для которых сечения фор-

мировались в основном по результатам работы [51] и коэффициент корреляции полагался равным 0,5). Необходимо отметить, что для многих реакций файлы оцененных сечений не содержат ковариационных матриц погрешностей, либо величины погрешностей значительно превышают неопределенность измерений по времени пролета [9-13] или сечений других реакций, чувствительных к тому же диапазону энергий. Поэтому для включения в оценку был выбран ограниченный набор реакций (табл.3). Как представляется, значения средних сечений  $\bar{\sigma}_0$  и микроскопических сечений  $\sigma(E)$  для отобранных реакций являются наиболее надежными и непротиворечивыми по отношению к результатам работ [9-13], выполненных методом времени пролета. В области энергий, соответствующей наибольшей неопределенности данных дифференциальной спектрометрии, результаты интегральных измерений, приведенные в табл.3, позволяют уточнить оцениваемую форму спектра нейтронов.

Таблица 3

Краткая характеристика реакций, использовавшихся в оценке

Реакция	Область энергий, соответствующая 90%-ному интегралу функции отклика реакции в спектре $^{252}\text{Cf}$ , МэВ	$\bar{\sigma}_0$ , мб	$\delta\bar{\sigma}_0$ , %	$\delta\bar{\sigma}_p$ , %	$\sigma(E)$ - источник
$^{197}\text{Au}(n, \gamma)$	0,066-3,0	76,17	2,0	8,7	ENDF/B-V
$^{27}\text{Al}(n, p)$	3,5-9,8	4,825	3,2	5,6	ENDF/B-V
$^{56}\text{Fe}(n, p)$	5,5-12	1,446	2,1	4,5	ENDF/B-V
$^{27}\text{Al}(n, \alpha)$	6,5-12	1,004	1,9	2,9	[54]
$^{197}\text{Au}(n, 2n)$	8,9-14,8	5,461	2,2	~5	[51]
$^{59}\text{Co}(n, 2n)$	~11-16	0,406	2,5	~5	[51-55]
$^{63}\text{Cu}(n, 2n)$	~12-17	0,183	3,8	1,7	IRDF-82
$^{19}\text{F}(n, 2n)$	~12-17	1,63x 1x10 <sup>-2</sup>	3,1	2,6	IRDF-82
$^{90}\text{Zr}(n, 2n)$	~13-18	0,221	2,7	2,0	IRDF-82

#### Анализ оценки

В качестве исходной информации в настоящей оценке использовались относительные данные четырех работ [9-11,13] и абсолютные данные работы [12], полученные методом времени пролета, а также набор [14] средних сечений девяти реакций (см.табл.3). Результаты работ, выполненных методом времени пролета, наносились на рис.1 в виде отношения  $\mu(E) = \varphi(E)/\varphi_M(E)$ , где  $\varphi_M(E)$  - масштабная функция (1). Согласие результатов проверялось визуально. Рассматриваемые работы, а также более ранние исследования, выполненные с высоким временным разрешением [15,18,52,53], показывают отсутствие выходящей за пределы экспериментальных погрешностей тонкой структуры у спектра мгновенных нейтронов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$ . На основе этого мы полагаем, что оцениваемая функция формы спектра является достаточно гладкой функцией энергии. Экспериментальные данные рис.1 показывают, что все особенности формы спектра могут быть хорошо описаны путем задания значений функции  $\mu(E)$  в узловых точках некоторой энергетической сетки небольшой размерности с учетом правила линейной интерполяции для получения значений при промежуточных энергиях. Авторы выбрали энергетическую сетку, состоящую из 20 узловых точек, перекрывающую диапазон энергий 0-20 МэВ (табл.4). Результаты работ [9-13] приводились к этой энергетической сетке путем переноса их параллельно гладкой кривой, проведенной через совокупность экспериментальных точек.

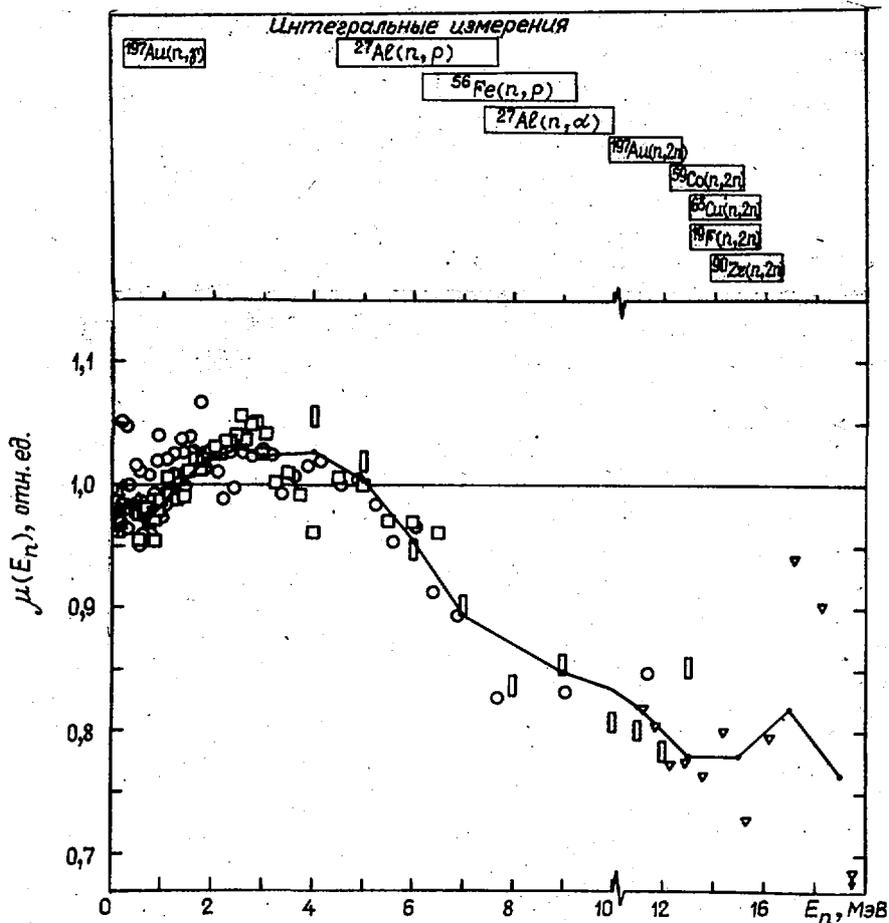


Рис. 1. Сравнение оцененной кривой функции формы  $\mu(E)$  (сплошная кривая) с входными данными время-пролетной спектрометрии:  $\Delta$  - [9] [измерения относительно сечения реакции  $^{27}\text{Al}(n,\alpha)$ ];  $\circ$  - [10] [измерения относительно сечения реакции  $^{235}\text{U}(n,f)$ ];  $\square$  - [11];  $\square$  - [12];  $\nabla$  - [13]. В верхней части рисунка схематически изображены энергетические интервалы, соответствующие этим данным, а также показаны области энергий, соответствующие 60%-ному интегралу функции отклика для девяти использовавшихся в оценке дозиметрических реакций

На первом этапе проведения оценки для каждой работы формировалась ковариационная матрица полных погрешностей с учетом выражения (2). Следующим этапом было получение значений  $\mu_i = \mu(E_i)$ ,  $i = 1, 2, \dots, 20$  из результатов относительных измерений [9-11, 13]. Интеграл полученного энергетического распределения нейтронов  $\varphi(E)$  нормировали на единицу. Далее к пронормированным данным добавляли результаты абсолютных измерений [12]. Все процедуры добавления и нормировки данных осуществляли в терминах обобщенного метода наименьших квадратов на основе выражений (4), (5).

Дальнейшее уточнение функции формы спектра  $\mu(E)$  проводили путем добавления результатов интегральных измерений, приведенных в табл. 3. Добавление интегральных данных осуществляли на основе выражения (II). Реакция  $^{197}\text{Au}(n,\gamma)$  применялась для уточнения спектра в области низких энергий с учетом вклада запаздывающих нейтронов (приложение I).

Оцененные значения и корреляционная матрица функции формы спектра  $^{252}\text{Cf}$

Таблица 4

$i$	$E_i, \text{МэВ}$	$\mu_i \pm \Delta\mu_i$	Корреляционная матрица
1	0,004	0,9628±0,0550	100
2	0,02	0,9952±0,0480	75 100
3	0,06	0,9771±0,0418	60 70 100
4	0,15	0,9820±0,0353	35 40 50 100
5	0,30	0,9872±0,0276	45 45 55 45 100
6	0,70	0,9712±0,0153	-5 -5 -10 -5 -5 100
7	1,20	0,9944±0,0094	-30 -30 -35 -30 -35 -5 100
8	1,80	1,0177±0,0102	-25 -25 -30 -30 -40 -10 70 100
9	2,50	1,0305±0,0137	-20 -20 -25 -25 -30 -40 -15 -20 100
10	3,00	1,0234±0,0155	-20 -20 -25 -30 -35 -35 -20 -15 70 100
11	4,00	1,0270±0,0178	-10 -10 -15 -20 -30 -20 -25 -20 5 10 100
12	5,00	1,0039±0,0183	-5 -10 -10 -10 -20 -20 -20 -15 0 0 35 100
13	6,00	0,9553±0,0196	-5 -5 -5 -10 -15 -15 -25 -15 -10 0 30 50 100
14	7,00	0,8937±0,0186	-5 -5 -5 -10 -15 -10 -15 -5 0 -10 20 40 45 100
15	9,00	0,8477±0,0200	-5 -5 -5 -10 -15 0 -20 -10 -5 -5 25 35 45 50 100
16	11,00	0,8198±0,0260	-5 -5 -5 -10 -15 -10 -10 0 0 0 15 20 35 45 55 100
17	13,00	0,7799±0,0308	0 0 -5 -5 -10 -5 0 -5 -5 5 5 15 20 25 30 35 100
18	15,00	0,7800±0,0562	0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 5 5 0 -15 100
19	17,00	0,8190±0,1060	0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 5 0 5 0 5 5 -10 -20 100
20	19,00	0,7650±0,3570	0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 -5 -5 -15 -45 -20 100

## Обсуждение результатов

Численные значения оцененных величин  $\mu(E)$  на выбранной энергетической сетке и соответствующая им корреляционная матрица для спектра мгновенных нейтронов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$  приведены в табл.4. Интеграл оцененного спектра нормирован на единицу. Для практических приложений удобнее использовать более простое представление полученных результатов, не учитывающее малые, статистически незначимые флуктуации формы спектра (табл.5). Погрешности значений  $\mu(E)$  для различных энергетических интервалов приведены в табл.6, а соответствующая корреляционная матрица может быть взята из табл.4.

Таблица 5

Представление функции формы  $\mu(E)$

$\Delta E$ , МэВ	$\mu(E)$
0-0,3	0,975+0,04 E
0,3-0,7	0,987+0,04 (0,3-E)
0,7-1,8	0,971+0,043 (E-0,7)
1,8-2,5	1,018+0,017 (E-1,8)
2,5-4	1,030+0,003 (2,5-E)
4-5	1,025+0,021 (4-E)
5-7	1,004+0,055 (5-E)
7-13	0,894+0,019 (7-E)
13-20	0,780

Таблица 6

Относительная погрешность значений функции  $\mu(E)$

$\Delta E$ , МэВ	$\delta\mu$ , %	$\Delta E$ , МэВ	$\delta\mu$ , %
0-0,01	5,7	3,5-4,5	1,7
0,01-0,04	4,8	4,5-5,5	1,8
0,04-0,10	4,3	5,5-6,5	2,1
0,10-0,225	3,6	6,5-8	2,1
0,225-0,50	2,8	8-10	2,4
0,50-1,0	1,6	10-12	3,2
1,0-1,5	0,95	12-14	4,0
1,5-2,1	1,0	14-16	7,2
2,1-2,7	1,3	16-18	13
2,7-3,5	1,5	18-20	47

Одним из важнейших параметров, характеризующих энергетическое распределение нейтронов, является средняя энергия. Значение средней энергии  $\bar{E}$  и квадрат ее погрешности  $\text{var}(\bar{E})$  можно получить, воспользовавшись выражением

$$\bar{E} = \int_0^{20 \text{ МэВ}} E \varphi(E) dE = \int_0^{20 \text{ МэВ}} E \mu(E) \varphi_{\mu}(E) dE = \sum_{i=1}^{20} I_i \mu_i;$$

$$\text{var}(\bar{E}) = \sum_i (I_i)^2 \text{var}(\mu_i) + 2 \sum_i \sum_{j (i < j)} I_i I_j \text{cov}(\mu_i, \mu_j).$$

На основе данных табл.4 для оцененного спектра мгновенных нейтронов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$  была получена величина средней энергии и ее погрешности.  $\bar{E} = 2,1214 \pm 0,0122$  МэВ. Визуально оценить степень согласия оцененной формы спектра и использовавшихся результатов время-пролетной спектрометрии позволяет рис.1. На рис.2 приведены результаты тестирования оцененного спектра на согласие с данными для большого набора дозиметрических реакций. Экспериментальные значения средних сечений ( $\bar{\sigma}_3 \pm \Delta\bar{\sigma}_3$ ), измеренные в спектре  $^{252}\text{Cf}$ , были взяты из работы [14], а данные для микроскопических сечений брались из файла ENDF/B-V. Величина D/U определялась выражением

$$D/U = \frac{\bar{\sigma}_3 - \bar{\sigma}_p}{\left[ (\Delta\bar{\sigma}_3)^2 + (\Delta\bar{\sigma}_p^{\phi})^2 + (\Delta\bar{\sigma}_p^{\sigma})^2 \right]^{1/2}}, \quad (15)$$

где  $\bar{\sigma}_3$  и  $\bar{\sigma}_p$  - экспериментальное и расчетное значения среднего сечения;  $\Delta\bar{\sigma}_p^{\phi}$  и  $\Delta\bar{\sigma}_p^{\sigma}$  - неопределенности расчетного среднего сечения, связанные с неопределенностью формы спектра  $\varphi$  и микроскопического сечения  $\sigma$  соответственно;  $\Delta\bar{\sigma}_3$  - ошибка экспериментального значения среднего сечения. Как видно из рисунка, для большинства реакций эта величина заключена в интервале

$[-1, +1]$ , что свидетельствует о хорошем согласии оцененной формы спектра с использованными значениями среднего и микроскопического сечений реакций. Необходимо отметить, что для реакций  $^{197}\text{Au}(n, f)$  и  $^{235}\text{U}(n, f)$  при расчете среднего сечения учитывался вклад запаздывающих нейтронов.

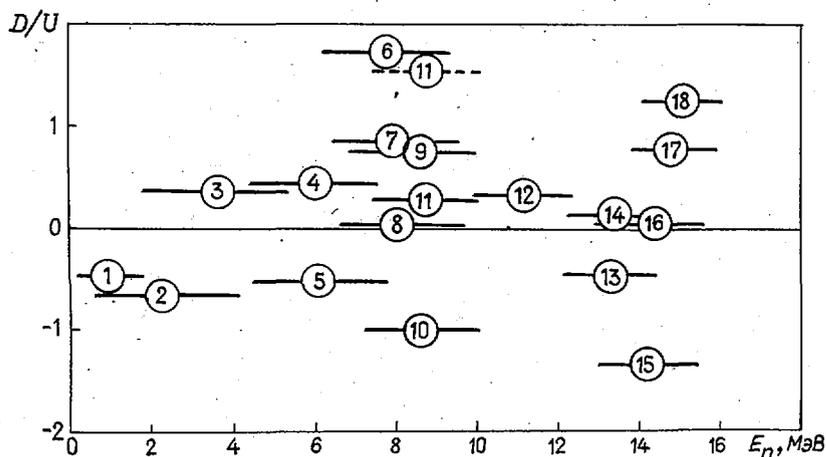


Рис. 2. Сравнение расчетных величин средних сечений  $\bar{\sigma}_p$  с экспериментальными  $\bar{\sigma}_e$  с помощью выражения (15) для большого набора дозиметрических реакций: I -  $^{197}\text{Au}(n, f)$ ; 2 -  $^{235}\text{U}(n, f)$ ; 3 -  $^{238}\text{U}(n, f)$ ; 4 -  $^{46}\text{Tl}(n, p)$ ; 5 -  $^{27}\text{Al}(n, p)$ ; 6 -  $^{56}\text{Fe}(n, p)$ ; 7 -  $^{48}\text{Tl}(n, p)$ ; 8 -  $^{63}\text{Cu}(n, \alpha)$ ; 9 -  $^{59}\text{Co}(n, \alpha)$ ; 10 -  $^{24}\text{Mg}(n, p)$ ; II -  $^{27}\text{Al}(n, \alpha)$  (пунктиром обозначено значение  $D/U$ , для получения которого использовалось сечение  $\sigma(E)$  из работы [54]); 12 -  $^{197}\text{Au}(n, 2n)$ ; 13 -  $^{55}\text{Mn}(n, 2n)$ ; 14 -  $^{59}\text{Co}(n, 2n)$ ; 15 -  $^{63}\text{Cu}(n, 2n)$ ; 16 -  $^{19}\text{F}(n, 2n)$ ; 17 -  $^{90}\text{Zr}(n, 2n)$ ; 18 -  $^{58}\text{Ni}(n, 2n)$ . Изображенные энергетические интервалы соответствуют 60%-ному интегралу функции отклика реакций в спектре нейтронов  $^{252}\text{Cf}$

На рис. 3 сравниваются результаты настоящей работы с оценками работы [2] и последней рекомендацией [5], в которой ниже 6 МэВ предлагается использовать функцию формы  $\mu = 1$ , а выше 6 МэВ — функцию формы из оценки [2] (пунктирные линии ограничивают область возможных вариаций формы спектра). В области энергий ниже 6 МэВ ход оцененного спектра согласуется в пределах указанных неопределенностей с рекомендованным в работе [5] и полученным в основном на базе тех же экспериментальных данных. Оцененные в настоящей работе и работе [2] функции  $\mu(E)$ , описывающие низкоэнергетическую часть спектра, имеют различный вид; расхождение их значений достигает 8% для энергии 0,250 МэВ и 20% для энергии ниже 100 кэВ. В интервале энергий 1,5–5 МэВ имеется систематическое превышение значений полученной нами функции формы спектра над значениями оценки [2], достигающее около 4%, а в энергетическом диапазоне 6–12 МэВ оцененные в настоящей работе значения функции  $\mu(E)$  лежат систематически ниже (расхождение достигает примерно 7%) представления [2]. Для энергий нейтронов выше 12 МэВ в работе [2] предложен гипотетический ход спектра, который был получен в результате экстраполяции в область более высоких энергий аналитического представления функции  $\mu(E)$ , определенной по экспериментальным данным в интервале 6–12 МэВ. В этой области энергий оцененная в настоящей работе интенсивность спектра согласуется в пределах погрешностей с величинами, получаемыми на основе предложенной в работе [2] зависимости  $\mu(E)$ .

Таким образом, оцененная в настоящей работе функция формы спектра мгновенных нейтронов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$ , согласуясь с экспериментальными данными и результатами рекомендации [5], имеет несколько другой по сравнению с представлением [2] вид и существенно меньшую неопределенность в энергетических диапазонах менее 0,250 МэВ и более 8 МэВ. Полученная ковариационная матрица оцененных величин (см. табл. 4) показывает, что неопределенность формы энергетического распределения мгновенных нейтронов  $^{252}\text{Cf}$  в интервале энергий 0,225–11 МэВ не превышает 3%, а в

интервале 0,01–14 МэВ меньше 5%. Достигнутая точность соответствует требованиям, предъявляемым к нейтронному стандарту, и позволяет использовать спектр в качестве эталонного в различных ядерно-физических исследованиях. Вопросу получения абсолютной интенсивности спектра и учета вклада запаздывающих нейтронов посвящено приложение I.

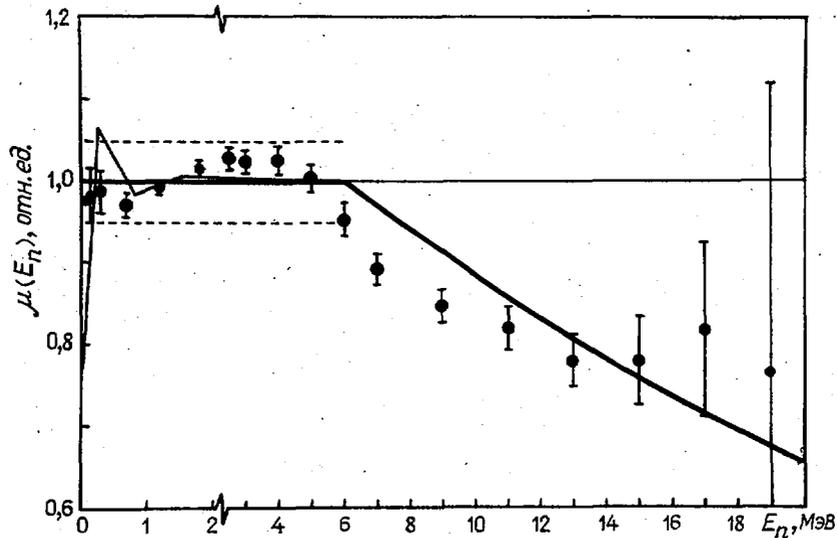


Рис. 3. Сравнение оцененной функции формы спектра мгновенных нейтронов  $^{252}\text{Cf}$  (•) с результатами оценки работы [2] (тонкая кривая) и рекомендованными значениями [5] (жирная кривая, выше 6 МэВ совпадающая с результатами работы [2]).

В последнее время вместе с экспериментальными исследованиями спектров нейтронов деления большие усилия направлены на получение теоретических представлений спектров с помощью различных модельных расчетов [56–59]. Из рис. 4 видно, что полученные энергетические распределения нейтронов хорошо согласуются в широкой области энергий с оцененными в настоящей работе значениями.

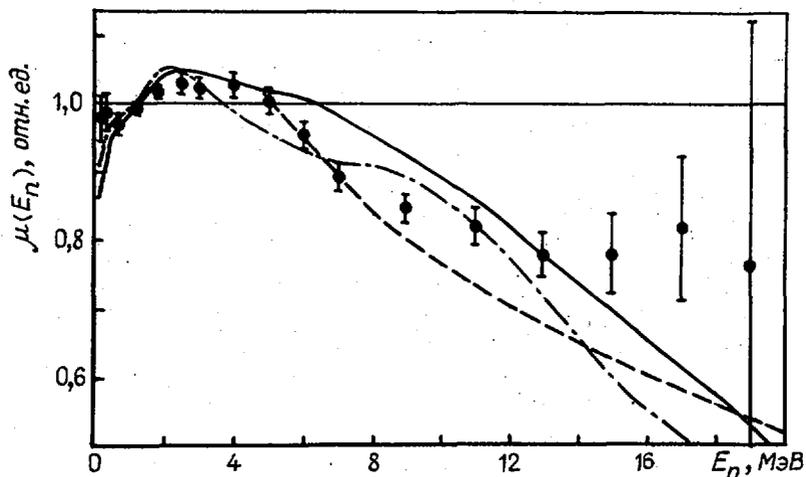


Рис. 4. Сравнение оцененной функции формы спектра мгновенных нейтронов  $^{252}\text{Cf}$  (•) с результатами модельных расчетов: — [58] (версия 3); - - - [57]; - · - · [59].

Однако следует заметить, что все указанные теоретические расчеты выполнены на основе испарительной модели и содержат модельные параметры, разумная вариация которых приводит к значительному изменению расчетного энергетического распределения нейтронов (расхождение достигает десятков процентов в области энергий выше 5 МэВ) [57, 58]. Поэтому теоретические расчеты носят в определенной степени подгоночный характер. Например, в работе [58] проводилась подгонка к экспериментальным данным работы [15] с помощью подбора параметра плотности уровней  $\alpha$ , а последующая корректировка расчетного спектра была осуществлена с помощью результатов интегральных измерений в работе [60]. Кроме того, рассмотренные теоретические представления спектра получены без учета вклада так называемых разделительных нейтронов, имеющаяся информация о которых незначительна и носит часто противоречивый характер [57].

Область низких энергий спектра нейтронов  $^{252}\text{Cf}$  рассмотрена на рис. 5. Экспериментальные данные в пределах погрешностей согласуются с оцененной формой спектра. Однако, как можно видеть из рисунка, полученные в настоящей работе результаты лежат систематически выше результатов работы [2] и теоретических расчетов, особенно в области энергий ниже 100 кэВ.

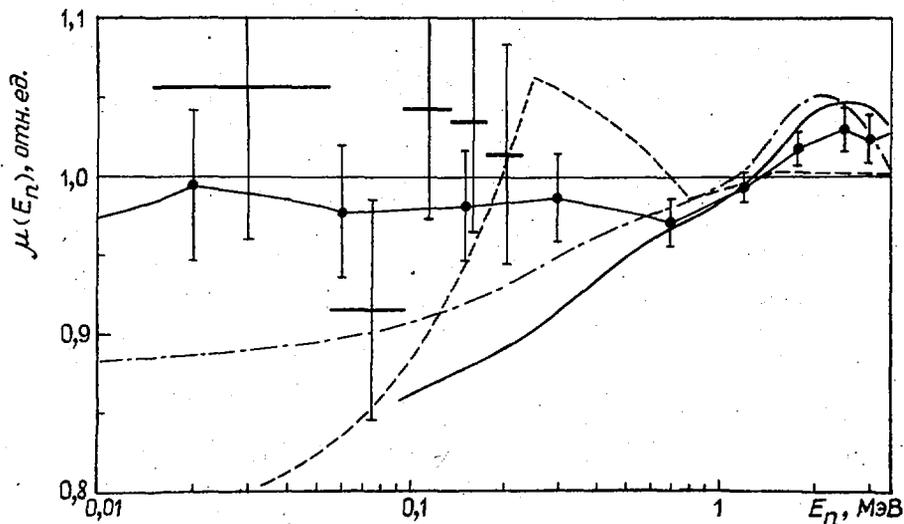


Рис. 5. Низкоэнергетическая область спектра мгновенных нейтронов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$ . Оцененная функция формы  $\mu(E)$  (—) сравнивается с результатами абсолютных измерений [16] (—) (изображены только данные для области энергий ниже 200 кэВ, проведено усреднение по указанным на рисунке интервалам с оценкой работы [2] (---), расчетом работ [58] (—) и [59] (-.-.-))

\* \* \*

В настоящей работе получена оцененная в интервале энергий 1 кэВ - 20 МэВ форма энергетического распределения мгновенных нейтронов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$  на основе детального анализа экспериментальных погрешностей. Оцененные значения, с одной стороны, находятся в хорошем согласии с экспериментальными результатами, с другой - не противоречат теоретическим представлениям, согласуясь в широкой области энергий с расчетными значениями. В целом полученная функция формы спектра не противоречит выработанной недавно на международном совещании рекомендации [5] и, по-видимому, может рассматриваться как следующий этап в уточнении стандартного спектра нейтронов по сравнению с оценкой работы [2]. Приведенные в таблицах числовые данные, включающие корреляционную матрицу, для спектра мгновенных нейтронов  $^{252}\text{Cf}$  могут быть широко использованы в задачах, связанных с уточнением различных ядерно-физических констант. Пример такой задачи по уточнению сечений дозиметрических реакций приведен в приложении 2.

Получение абсолютной интенсивности спектра  
и учет вклада запаздывающих нейтронов

Для получения абсолютной интенсивности спектра мгновенных нейтронов  $^{252}\text{Cf}$ , приходящейся на один акт деления, необходимо воспользоваться выражением  $\Phi_{\text{мгн}}(E) = \bar{\nu}_{\text{мгн}} \varphi_{\text{мгн}}(E)$ . Здесь  $\bar{\nu}_{\text{мгн}} = 3,757 \pm 0,006$  нейтр./дел. - среднее число мгновенных нейтронов на один акт деления  $^{252}\text{Cf}$  (значение взято из файла ENDF/B-V;  $\varphi_{\text{мгн}}(E) = \mu_{\text{мгн}}(E) \varphi_{\text{м}}(E) = \mu_{\text{мгн}}(E) 0,667 \sqrt{E} \exp(-E/1,42)$ , где  $\mu_{\text{мгн}}(E)$  - оцененная функция формы спектра;  $E$  - энергия нейтронов, МэВ.

Интенсивность полного спектра нейтронов  $^{252}\text{Cf}$  может быть получена путем добавления к оцененному спектру мгновенных нейтронов спектра запаздывающих нейтронов. В настоящей работе для определения формы спектра запаздывающих нейтронов  $\varphi_{\text{зап}}(E)$  использовались данные, приведенные в работе [61]. Интенсивность спектра запаздывающих нейтронов находится как  $\Phi_{\text{зап}}(E) = \bar{\nu}_{\text{зап}} \varphi_{\text{зап}}(E)$ , где  $\bar{\nu}_{\text{зап}} = 0,89 \cdot 10^{-2}$  нейтр./дел. - среднее число запаздывающих нейтронов на один акт деления  $^{252}\text{Cf}$  (значение взято из файла ENDF/B-V. Тогда получаем  $\Phi_{\text{полн}}(E) = \Phi_{\text{мгн}}(E) + \Phi_{\text{зап}}(E)$ .

В табл.7 приведены отношения числа запаздывающих нейтронов к числу мгновенных нейтронов деления  $^{252}\text{Cf}$  для нескольких энергетических интервалов. Видно, что интенсивность полного спектра нейтронов мало отличается от интенсивности спектра мгновенных нейтронов. Это позволяет использовать ковариационную матрицу оцененного спектра мгновенных нейтронов и для полного спектра в различных приложениях.

Таблица 7

Относительный вклад запаздывающих нейтронов в интенсивность спектра

$\Delta E$ , кэВ	<4	4-105	105-225	225-500	500-950	950-1500	>1500
$N_{\text{зап}}/N_{\text{мгн}}, \%$	<0,1	0,161	0,646	0,955	0,716	0,166	<0,1

Применение оцененного спектра  
для уточнения сечений дозиметрических реакций

Полученные в настоящей работе погрешности оцененных значений стандартного спектра нейтронов  $^{252}\text{Cf}$  в широкой области энергий являются значительно меньшими по величине неопределенностей сечений большинства дозиметрических реакций. Для многих из этих реакций величины средних сечений, измеренные в спектре нейтронов  $^{252}\text{Cf}$ , известны с высокой точностью (погрешность составляет несколько процентов) [14], что позволяет провести уточнение их микроскопических сечений  $\bar{\sigma}(E)$ . В случае совместного уточнения сечений  $n$  реакций векторами новых данных и оцениваемых параметров будут соответственно

$$\vec{N}_i = \begin{pmatrix} \bar{\sigma}_{\varepsilon 1} \\ \vdots \\ \bar{\sigma}_{\varepsilon n} \end{pmatrix} \quad \text{и} \quad \vec{\sigma}_i = \begin{pmatrix} \bar{\sigma}_1 \\ \vdots \\ \bar{\sigma}_n \end{pmatrix},$$

где  $\bar{\sigma}_{\varepsilon i}$  - экспериментальное среднее сечение  $i$ -й реакции;  $\vec{\sigma}_i$  - вектор микроскопического сечения  $i$ -й реакции. Новый вектор параметров и соответствующая ему ковариационная матрица находятся с помощью выражений

$$\begin{aligned}\bar{\sigma}' &= \bar{\sigma} + M^{\sigma} G^{\sigma+} [N + V]^{-1} (\bar{\sigma}_s - \bar{\sigma}_p); \\ M^{\sigma'} &= M^{\sigma} - M^{\sigma} G^{\sigma+} [N + V]^{-1} G^{\sigma} M^{\sigma},\end{aligned}$$

где применены обозначения, использовавшиеся в выражениях (6)-(13).

В качестве примера действия данной процедуры рассмотрим уточнение сечения реакции  $^{197}\text{Au}(n,\gamma)$ . К исходному сечению  $\sigma(E)$  добавляли новую информацию, полученную в интегральных измерениях в спектре нейтронов  $^{252}\text{Cf}$ :  $\bar{\sigma}_s = 76,17 \pm 1,52$  мб [14]. Энергетический диапазон, где реакция наиболее чувствительна к спектру нейтронов, характеризуют обычно энергетическим интервалом, соответствующим 90%-ному интегралу функции отклика, который в случае реакции  $^{197}\text{Au}(n,\gamma)$  для спектра нейтронов  $^{252}\text{Cf}$  равен 0,066-3,0 МэВ. Ясно, что в этой энергетической области в основном и будет происходить уточнение микроскопического сечения данной реакции. Числовые данные, характеризующие форму спектра нейтронов, взяты из табл. 4 с учетом вклада запаздывающих нейтронов, а для определения значений микроскопического сечения и соответствующей матрицы погрешностей (табл. 8) использовался файл ENDF/B-V.

Так как расчетное и экспериментальное средние сечения были близкими по величине, то и полученные в процессе уточнения новые значения микроскопического сечения практически не отличались от исходных значений (наибольшее расхождение около 1%). Однако неопределенность сечения после добавления интегральных данных значительно уменьшилась для энергий нейтронов выше 1 МэВ. В табл. 9 приведены погрешности уточненных значений сечения и новая корреляционная матрица.

Таблица 8

Исходная матрица погрешностей сечения реакции $^{197}\text{Au}(n,\gamma)$		Корреляционная матрица				
$\Delta E$ , МэВ	$\delta\sigma$ , %					
0,05-0,5	6,1	I				
0,5-0,6	4,1	0,04	I			
0,6-1,0	4,1	0,04	0,06	I		
1,0-2,5	20,0	0	0	0,19	I	
2,5-3,5	20,0	0	0	0	0,96	I

Таблица 9

Матрица погрешностей, полученная в результате уточнения сечения реакции  $^{197}\text{Au}(n,\gamma)$

$\Delta E$ , МэВ	$\delta\sigma$ , %	Корреляционная матрица				
0,05-0,225	6,03	I				
0,225-0,5	6,03	0,01	I			
0,5-1,0	4,0	-0,05	0,01	I		
1,0-2,15	7,3	-0,56	-0,40	-0,10	I	
2,15-2,75	8,0	-0,50	-0,36	-0,08	0,73	I
2,75-3,5	8,7	-0,45	-0,32	-0,52	0,77	I I

Большинство дозиметрических реакций  $(n,p)$ ,  $(n,\alpha)$  и  $(n,2n)$  имеют порог выше нескольких мегаэлектронвольт, где интенсивность делительного спектра нейтронов быстро спадает с увеличением энергии. Произведение спектра нейтронов  $\Phi(E)$  на сечение такой реакции  $\sigma(E)$  и возрастающую с увеличением энергии функцию вблизи порога приводит к сравнительно узкой функции отклика  $\sigma(E)\Phi(E)$ , максимум которой приходится на околпороговую область энергий. Поэтому наиболее эффективное уточнение сечения при добавлении данных интегральных измерений будет осуществляться в интервале в несколько мегаэлектронвольт выше порога реакции. В качестве примера высокой чувствительности функции отклика реакции к значениям ее сечения вблизи порога на рис. 6 приведены данные, соответствующие различным представлениям микроскопических сечений реакций  $^{48}\text{Tl}(n,p)$  и  $^{63}\text{Cu}(n,\alpha)$ .

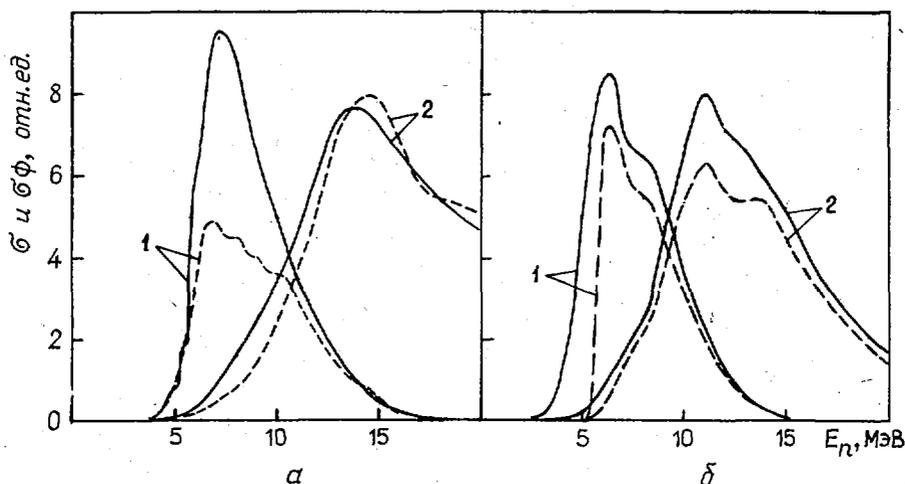


Рис.6. Сечения и соответствующие функции отклика в делительном спектре нейтронов для реакции  $^{48}\text{Ti}(n, p)$  (а) и  $^{63}\text{Cu}(n, \alpha)$  (б): 1 - функции отклика реакций  $\sigma(E)\phi(E)$ ; 2 - микроскопические сечения реакций  $\sigma(E)$ ; — — — данные по  $\sigma(E)$  из файла ENDF/B-IV; — — — данные из файла ENDF/B-V

#### Список литературы

1. Prompt fission neutron spectra. Vienna: IAEA, 1972, p.169; WREND A 81/82: INDC(SEC)-78/URSF, Vienna: IAEA, 1981.
2. Grundl J.A., Eisenhauer C.M. In: Proc. Inter. conf. on nuclear cross-sections and technology (Washington, 1975). NBS special publ. 425, 1975, v.1. p.250; IAEA-TECDOC-208, 1978, v.1, p.53.
3. Cullen D.E., Kocherov N.P., McLaughlin P.M. Nucl. Sci. and Engng, 1983, v.83, p.497.
4. Старостов Б.И., Семенов А.Ф., Нефедов В.Н. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1980, вып.2(37), с.3.
5. IAEA consult meeting on the  $^{235}\text{U}$  fast-neutron fission cross-section and the  $^{252}\text{Cf}$  fission neutron spectrum (Smolenice, 1983): INDC(NDS)-146/L, 1983, p.23.
6. Dragt J.B., Dekker J.W., Gruppelaar H., Janssen A.J. Nucl. Sci. and Engng, 1977, v.62, p.117.
7. Mannhart W. Report PTB-FMRB-84, 1981.
8. Bhat M.R. In: /5/, p.119.
9. Блинов М.В., Витенко В.А., Юревич В.И. В кн.: Нейтронная физика (Материалы 5-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 15-19 сентября 1980 г.). М.: ЦНИИатоминформ, 1980, ч.3, с.109; ZfK-410, 1980, p.104.
10. Blinov M.V., Boykov G.S., Vitenko V.A. In: Proc. Intern. conf. on nuclear data for science and technology (Atwerp., 1982): ECSC, EEC, EAEC, Brussels and Luxembourg, 1983, p.479; in: /5/, p.161.
11. Poenitz W.P., Tamura T. In: /10/, p.465; in: /5/, p.175.
12. Bottger R., Klein H., Chalupka A., Strohmaier B. In: /10/, p.484.
13. Marten H., Seeliger D., Stobinski B. In: /10/, p.488; INDC(GDR)-17/L, 1982.
14. Mannhart W. In: /10/, p.429.
15. Boldeman J.W., Culley D., Cawley R.J. Trans. Amer. Nucl. Soc., 1979, v.32, p.733.
16. Lajtai A., Dyachenko P.P., Kutzaeva L.S. e.a. In: /5/, p.177.
17. Deszo Z., Csikai J. В кн.: Нейтронная физика (Материалы 4-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 18-22 апреля 1977 г.). М.: ЦНИИатоминформ, 1977, ч.3, с.32; INDC(NDS)-103/M, 1979, p.176.

18. Green L., Mitchell J.A., Steen N.M. Nucl. Sci. and Engng, 1973, v.50, p.257.
19. INDC/NEANDC Nuclear standards file, version'80: INDC-36/LN, 1981, p.A-5, A-18.
20. Блинов М.В., Витенко В.А., Душин В.Н., Дрезвич В.И. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып. I, с.81.
21. Блинов М.В., Витенко В.А., Дрезвич В.И. См. [9], ч.4, с.96.
22. Blinov M.V., Vitenko V.A., Dushin V.N., Yurevich V.I. Nucl. Instrum. and Methods, 1982, v.198, p.455.
23. Wasson O.A., Meier M.M., Duvall K.C. Ibid., 1982, v.81, p.196.
24. Poenitz W. Ibid., 1974, v.53, p.370.
25. Poenitz W. Ibid., 1977, v.60, p.894.
26. Poenitz W. Report ANL/NDM-45, 1979.
27. Dushin V.N., Fomichev A.V., Kovalenko S.S. e.a. In: [5], p.53.
28. Poenitz W. Nucl. Instrum. and Methods, 1973, v.109, p.413.
29. Poenitz W. Report ANL-7915, 1972.
30. Lamaze G.P., Meier M.M., Wasson A.O. In: [2], p.73.
31. Dietze G., Klein H. Report PTB-ND-22, 1982.
32. Fowler J.L., Cookson J.A., Hussain M. e.a. Nucl. Instrum. and Methods, 1980, v.175, p.449.
33. Haouat G., Lachkar J., Sigaud J. e.a. Ibid., 1978, v.65, p.331.
34. Nakayama K., Pessoa E.F., Douglas R.A. Ibid., 1981, v.190, p.555.
35. Chalupka A. Ibid., 1979, v.164, p.105.
36. Klein H. In: ZfK-491. Dresden, 1982, p.113.
37. Bottger R., Brede H.G., Cosack M. e.a. In: [10], p.532.
38. Schlegel-Bickmann D., Dietze G., Scholermann H. Nucl. Instrum. and Methods, 1980, v.169, p.517.
39. Chalupka A., Strohmaier B., Klein H., Bottger R. In: [5], p.187.
40. Klein H., Bottger R., Chalupka A., Strohmaier B. In: [5], p.191.
41. Hermsdorf D. In: ZfK-315. Dresden, 1977, p.192.
42. Stanton N.R. Report G00-1545-92, 1971.
43. Marten H., Seeliger D., Stobinski B. In: [36], p.122.
44. Abdel-Wahab M.S., Bialy J., Schmidt F.K. Nucl. Instrum. and Methods, 1982, v.200, p.291.
45. Gul K. Ibid., 1980, v.176, p.549.
46. Cecil R.A. e.a. Ibid., 1979, v.161, p.439.
47. Del Guerra A. Ibid., 1976, v.135, p.337.
48. Marten H., Seeliger D., Stobinski B. In: [5], p.195.
49. Mannhart W. Nucl. Sci. and Engng, 1981, v.77, p.40.
50. Kobayashi K., Kimura I., Mannhart W.J. Nucl. Sci. Technol., 1982, v.19, p.341.
51. Frehaut J., Bertin A., Bois R., Jary J. In: Symposium on neutron cross-sections from 10 to 50 MeV: BNL-NCS-51245, 1980, v.1, p.399.
52. Scobie J., Scott K.D., Feather N., Vass D.G. J. Phys. G: Nucl. Phys., 1977, v.3, p.1443.
53. Guenther P., Havel D., Sjoblom R., Smith A. Report ANL/NDM-19, 1976.
54. Tagesen S., Vonach H. In: [19], p.A-22.
55. Veaser L.R., Arthur E.D., Young P.G. Phys. Rev. C, 1977, v.16, p.1791.
56. Browne J.C., Dietrich F.S. Ibid., 1974, v.10, p.2545.
57. Marten H., Neumann D., Seeliger D. In: [5], p.199.
58. Madland D.G., Nix J.R. Nucl. Sci. and Engng, 1982, v.81, p.213; In: [10], p.473.
59. Batenkov O.I., Blinov M.V., Boykov G.S. e.a. In: [5], p.161.
60. LaBauve R.J., Madland D.G. Trans. Amer. Nucl. Soc., 1983, v.44, p.538.
61. Saphier D., Ilberg D., Shalev S., Yiftah S. Nucl. Sci. and Engng, 1977, v.62, p.660.

Статья поступила в редакцию 26 июня 1984 г.

УГЛОВЫЕ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НЕЙТРОНОВ  
СПОНТАННОГО ДЕЛЕНИЯ  $^{252}\text{Cf}$ 

Е.А.Серёгина, П.П.Дьяченко

ANGULAR AND ENERGY DISTRIBUTION OF SPONTANEOUS  $^{252}\text{Cf}$  FISSION NEUTRONS. The energy spectra and numbers of neutrons emitted at various angles in relation to the axis of  $^{252}\text{Cf}$  fission fragment separation were measured by the recoil proton scintillation spectrometer. The neutron spectra were restored from proton instrumental distributions by  $\Gamma$ -distribution method with taking into account of the real response function of the spectrometer.

Для проверки и развития существующих представлений о механизме эмиссии мгновенных нейтронов деления большой интерес представляют экспериментальные данные об угловых и энергетических распределениях нейтронов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$ . Однако достаточно детально эти распределения рассмотрены лишь в одной работе [1] (выполненной в 1962 г.), в которой измерены спектры нейтронов для 16 углов между направлениями разлета нейтронов и легкого осколка в диапазоне  $0^\circ < \theta < 180^\circ$  с шагом  $11,25^\circ$ . С тех пор столь детальные эксперименты не повторялись. К настоящему времени накопились указания о том, что картина углового и энергетического распределений нейтронов деления, по-видимому, несколько отличается от той, которая была установлена в работе [1]. Например, согласно данным работы [2], в которой измерялись угловые зависимости выхода и дифференциальные энергетические распределения нейтронов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$ , спектры нейтронов для области углов  $\theta > 30^\circ$  имеют среднюю энергию, существенно меньшую, чем полученная в работе [1].

В связи с этим авторам представилось целесообразным повторить подробное исследование углового и энергетического распределений мгновенных нейтронов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$  с помощью иной, чем в работах [1, 2], методики измерения спектра: с использованием однокристалльного спектрометра протонов отдачи на основе кристалла стибьена. Следует отметить, что применение нескольких методик в таком сложном исследовании является принципиально важным, поскольку это, по-видимому, единственный способ выявить неизбежно присутствующие в любой методике неучитенные систематические ошибки.

**Метод измерений.** Эксперимент был выполнен в два этапа. На первом этапе одновременно измерялись спектры нейтронов деления  $^{252}\text{Cf}$  для шести углов между направлением вылета нейтрона и осью разлета осколков деления:  $3^\circ$ ,  $10^\circ$ ,  $20^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $80^\circ$ ,  $90^\circ$ , на втором — для углов  $40^\circ$ ,  $50^\circ$ ,  $60^\circ$ ,  $70^\circ$ ,  $80^\circ$  и  $90^\circ$ . Для выделения направления движения осколков применялись кремниевые поверхностно-барьерные счетчики толщиной 0,2 мм, диаметром рабочей поверхности 14 мм и внешним диаметром 18 мм. Полупроводниковые счетчики были изготовлены из кремния  $n$ -типа с удельным сопротивлением 300 Ом·см по технологии, описанной в работе [3]. Поверхностно-барьерные детекторы располагались в тонкостенной вакуумной камере из дюралюминия по окружности на расстоянии 107 мм от слоя делящегося вещества. Слой  $^{252}\text{Cf}$  диаметром 4 мм и интенсивностью  $3 \cdot 10^4$  дел./с был нанесен на платиновую подложку толщиной 0,05 мм. В качестве детектора нейтронов использовали кристалл стибьена размером 22x31 мм в сочетании с фотоумножителем. Для дискриминации  $\gamma$ -квантов применялась схема ( $n$ - $\gamma$ )-разделения [4], которая обеспечивала подавление  $\gamma$ -квантов вблизи порога в 50 раз и больше при более высоких энергиях. Порог детектора составлял 0,7 МэВ.

Известно, что параметры схемы ( $n$ - $\gamma$ )-разделения чувствительны к изменению температуры окружающей среды. Чтобы исключить этот эффект, детектор помещали в термостат, температура которого поддерживалась равной  $26^\circ \pm 0,5^\circ\text{C}$ , что позволило существенно повысить стабильность работы нейтронного канала. Детектор нейтронов располагали на расстоянии 25 см от мишени делящегося вещества. Геометрия эксперимента позволила получить угловое разрешение  $\pm(4-5^\circ)$ . При этом телесный угол регистрации нейтронов был равен 0,0144 ср.

Измерения были выполнены с помощью Физического измерительного центра (ФИЦ) ФЭИ. Шесть независимых спектрометрических каналов были связаны с шестью детекторами осколков и один — с детектором нейтронов (рис. 1). Амплитудный сигнал с детектора нейтронов поступал на вход амплитудно-

цифрового преобразователя, который управлялся сигналом с кодировщика номера детектора. В результате в магнитном оперативном запоминающем устройстве ФИЦ одновременно накапливалось шесть аппаратурных спектров нейтронов, соответствующих шести измеряемым углам.

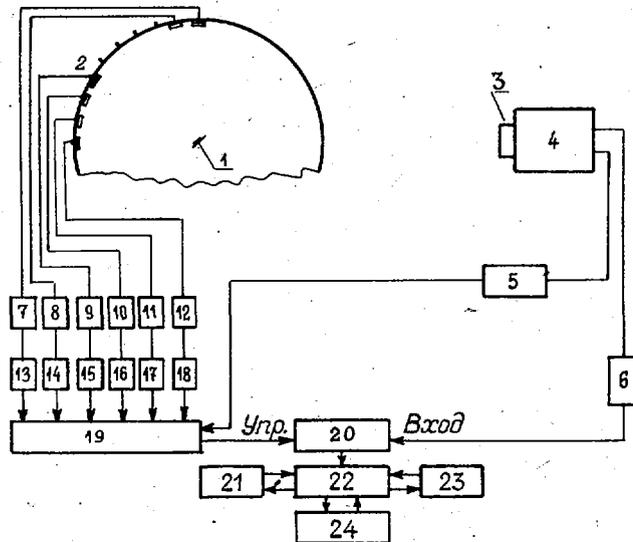


Рис.1. Блок-схема эксперимента: 1 - слой  $^{252}\text{Cf}$ ; 2 - полупроводниковые детекторы; 3 - стильбен; 4 - ФЭУ; 5 - схема разделения; 6-12 - спектрометрические усилители; 13-18 - интегральные дискриминаторы; 19 - кодировщик номера детектора; 20 - амплитудно-цифровой преобразователь; 21 - внешние устройства; 22 - магнитное оперативное запоминающее устройство ФИЦ; 23 - магнитофон; 24 - ЭЕМ

**Процедура измерений.** Эксперимент выполнен в циклическом режиме. Каждый цикл состоял из двух типов измерений: измерения эффект - фон и измерения фона рассеянных нейтронов с помощью теневого конуса из меди, который помещали между мишенью из  $^{252}\text{Cf}$  и детектором нейтронов. Длительность каждого типа измерений составляла 23 ч. В начале и в конце каждой 23-часовой серии проводили следующие контрольные замеры:

1. Измеряли амплитудное распределение комптоновских электронов отдачи, образующихся в результате взаимодействия  $\gamma$ -квантов  $^{137}\text{Cs}$  ( $E_\gamma = 480$  кэВ) и  $^{60}\text{Co}$  ( $E_\gamma = 1,33$  МэВ) с кристаллом стильбена, для калибровки нейтронного спектрометра и контроля за стабильностью работы электронной аппаратуры. Уровень стабильности аппаратуры, оцененный по всем сериям измерений, был достаточно высок  $\pm 0,2\%$ .

2. Измеряли амплитудное распределение комптоновских электронов отдачи от  $\gamma$ -квантов  $^{137}\text{Cs}$  с использованием схемы ( $n-\gamma$ )-разделения для осуществления контроля за ее работой. Уровень подавления  $\gamma$ -квантов  $^{137}\text{Cs}$  составлял, как правило, 500 и более раз.

3. По амплитудному распределению осколков деления контролировали положение уровня дискриминации и величины усиления в осколочных каналах. Стабильность работы аппаратуры этих спектрометрических трактов была высокой, поэтому каких-либо коррекций в процессе эксперимента проводить не потребовалось.

4. Для приведения всех каналов измерения к одинаковому телесному углу регистрации осколков измеряли количество осколков деления, детектируемых каждым полупроводниковым счетчиком в единицу времени. Различия в телесных углах регистрации осколков деления не превышали  $\pm 3\%$ .

5. Интегральный спектр нейтронов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$  измеряли в режиме совпадения с осколками деления, которые регистрировались полупроводниковым счетчиком, расположенным на расстоянии 0,5 мм от поверхности слоя. При этом регистрировалось около 96% всех осколков, возника-

ющих в мишени. Затем точно в такой же геометрии измеряли фон рассеянных нейтронов с помощью теневого конуса. Полученный интегральный спектр использовали в дальнейшем для введения поправки в расчетную функцию отклика нейтронного детектора в предположении, что измеренный спектр нейтронов деления  $^{252}\text{Cf}$  является стандартным.

Чтобы исключить возможную неидентичность каналов, соответствующих измерению спектров нейтронов под разными углами к оси разлета осколков, каждый цикл измерений начинали с перестановки осколочных детекторов и соответствующих им спектрометрических трактов на другие углы. Окончательное аппаратное распределение нейтронов для каждого угла явилось результатом суммирования шести спектров, полученных с помощью каждого из имеющихся спектрометрических трактов. При этом полное число осколков, зарегистрированных каждым полупроводниковым детектором, составило  $2,43 \cdot 10^7$  дел. В результате измерений на магнитной ленте было накоплено 24 массива экспериментальных данных, содержащих информацию о спектрах нейтронов, а также о калибровочных спектрах и константах, необходимых для последующей обработки.

Кроме описанного эксперимента нами был проведен дополнительный опыт на электростатическом ускорителе Ван-де-Граафа для абсолютной нормировки световыхода, используемого кристалла стилибена. Абсолютная нормировка световыхода осуществлялась с помощью моноэнергетических нейтронов из реакций  $T(p,n)^4\text{He}$  и  $D(p,n)^3\text{He}$ . Определялось соотношение между энергией электронов и протонов, дающих равные амплитуды импульсов. Измерения были выполнены для двух мишеней на моноэнергетических нейтронах с энергиями 0,5; 0,7; 0,9; 1,1; 1,3 МэВ и 3,5; 4,0; 4,5; 4,7; 4,9 МэВ. Оказалось, что связь световыхода с энергией протонов отдачи хорошо описывается полуэмпирической формулой Биркса

$$\frac{dP}{dE} = 1 / \left( 1 + kB \frac{dE}{dx} \right),$$

где  $P$  - величина прямо пропорциональная световыходу кристалла;  $kB = 0,012 \text{ мг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{МэВ}^{-1}$ ;  $x$  - длина пробега частицы в кристалле. С помощью этой формулы и таблиц, приведенных в работе [5], была рассчитана зависимость световыхода кристалла от энергии протонов отдачи в диапазоне 0,2-8 МэВ с шагом 0,2 МэВ. Полученная зависимость использовалась в дальнейшем для получения спектров протонов отдачи из аппаратурных распределений.

Обработка данных и результаты измерений. Процедура обработки данных, полученных в эксперименте, включала в себя следующие этапы: 1) введение поправки на небольшой разброс в телесных углах регистрации осколков; 2) преобразование аппаратурных распределений в распределения протонов отдачи, которое осуществлялось методом группировки; 3) вычитание фонов рассеянных нейтронов. Последний, 4-й этап обработки, заключался в восстановлении спектров нейтронов из аппаратурных распределений протонов отдачи. Наиболее простым и распространенным методом восстановления спектров нейтронов является метод дифференцирования [6]. Однако он приводит к удовлетворительным результатам лишь в том случае, когда используется достаточно тонкий кристалл и вместе с тем обеспечивается высокая статистическая точность измерений спектра протонов отдачи. В нашем случае ни то, ни другое условие, строго говоря, не выполняется. Поэтому был разработан новый метод восстановления, использующий априорную информацию о спектрах нейтронов деления. Спектры нейтронов деления описывались суперпозицией  $\Gamma$ -распределений вида

$$\Phi(E_n) = \sum_k A_k E_n^\alpha \exp(-\beta_k E_n), \quad (1)$$

где  $E_n$  - энергия нейтрона;  $A_k$  - коэффициенты; индекс  $k$  имеет значения 1, 2, ..., 20, а величина  $1/\beta_k = 0,1; 0,3; \dots; 3,9$  МэВ. Применимость такого типа алгоритмов для восстановления спектров нейтронов деления и сравнение его с результатами восстановления методом дифференцирования и методом статистической регуляризации анализировались в работах [7, 8]. Показано, что разработанный метод устраняет осцилляции, присущие методу дифференцирования, дает возможность учитывать реалистическую функцию отклика спектрометра, хорошо воспроизводит результаты при относительно невысокой статистической точности измерений спектров протонов отдачи.

Как известно, связь между спектром деления  $\Phi(E_n)$  и аппаратурным спектром протонов отдачи  $N(E_p)$  выражается уравнением Фредгольма первого рода:

$$N(E_p) = \int_{E_p}^{E_{max}} \Phi(E_n) G(E_n, E_p) dE_n, \quad (2)$$

где ядро уравнения  $G(E_n, E_p)$  представляет собой функцию отклика спектрометра. Подставляя в уравнение (2) выражение (1) и заменяя интегрирование суммированием, получаем

$$N(E_p) = \sum_n \sum_k A_k G(E_p, E_n) E_n^\alpha \exp(-\beta_k E_n). \quad (3)$$

Система уравнений (3) использовалась для определения коэффициентов  $A_k$ . Для реализации этого алгоритма на ЭЕМ был выбран метод наименьшего направленного расхождения [9]. Процедура поиска коэффициентов  $A_k$  была итерационной:

$$A_k^{(w)} = A_k^{(w-1)} \left( \sum_{i=1}^n B_{ik} \frac{N_i}{F_i^{(w)}} \right) / \sum_{i=1}^n B_{ik},$$

где  $B_{ik} = \sum_{j=i}^n G_{jk} E_j^\alpha \exp(-\beta_k E_j)$ ;  $N_i$  - экспериментальный спектр протонов отдачи;  $F_i^{(w)} = \sum_{k=1}^m B_{ik} A_k^{(w)}$  - расчетный спектр протонов отдачи. Исходное приближение для коэффициентов  $A_k$  - равномерное, а именно  $A_k^0 = 1$ .

Реалистическая функция отклика спектрометра  $G_{ik}$  рассчитана методом Монте-Карло по программе [10]. Для лучшего согласия расчета с экспериментом в этой программе использованы следующие входные данные: зависимость световыхода от энергии протонов отдачи брали из работы [5]; зависимость световыхода от угла между осью кристалла и направлением импульса протонов отдачи представили выражением  $C(\xi) = 0,176 (1 - 0,311 \sin^4 \xi)^{-1/2}$ ; зависимость величины разрешения спектрометра от энергии использовали в виде  $\sigma(E) = 0,09 \cdot E^{0,5}$ . На рис.2 представлено амплитудное распределение протонов отдачи для энергии нейтронов 4,7 МэВ. Видно, что согласие экспериментального и расчетного распределений удовлетворительное.

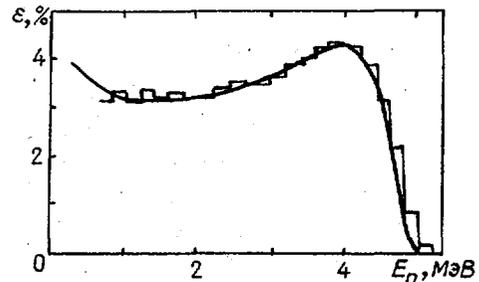
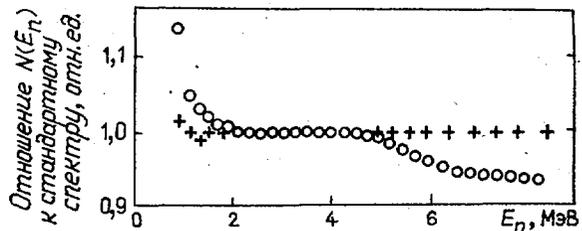


Рис.2. Амплитудное распределение протонов отдачи для  $E_n = 4,7$  МэВ: сплошная линия - эксперимент, гистограмма - расчет

Интегральный спектр нейтронов деления  $^{252}\text{Cf}$ , восстановленный этим методом, представлен на рис.3 в виде отношения к стандартному спектру нейтронов деления  $^{252}\text{Cf}$ , который был взят из файла библиотеки ENDF/B-V (версия). Следует отметить, что в области порога и энергий нейтронов больше 6 МэВ имеются отклонения интегрального спектра от стандарта, которые могут быть связаны либо с неточностью в расчетах функций отклика, либо с какими-либо неизвестными систематическими ошибками. Чтобы устранить эти неопределенности, ввели поправку в функцию отклика спектрометра и получили стандартный вид интегрального спектра нейтронов деления  $^{252}\text{Cf}$ .

Рис.3. Интегральный спектр нейтронов деления  $^{252}\text{Cf}$  в виде отношения к стандартному спектру нейтронов деления  $^{252}\text{Cf}$ . Результат восстановления: o - с расчетной функцией отклика; + - после введения поправки в функцию отклика спектрометра



Энергетические распределения для десяти измеренных углов в диапазоне энергий 0,7-8,1 МэВ были восстановлены этим же методом с учетом поправленной функции отклика спектрометра. Цифровые данные о дифференциальных энергетических спектрах нейтронов деления  $n(E_n, \theta_n)$  в зависимости от угла эмиссии в лабораторной системе приведены в таблице с указанием ошибок измерения и восстановления спектров.

Энергетические распределения нейтронов  $n(E_n, \theta_n)$  в зависимости от угла эмиссии

$E_n$ , МэВ	3°	10°	20°	30°	40°
0,7	25,00±1,85	22,56±1,67	26,80±1,68	22,53±1,41	25,00±1,89
0,9	21,41±0,85	25,00±0,69	28,39±0,62	25,10±0,56	24,30±0,58
1,1	26,67±0,58	27,72±0,26	30,46±0,28	27,10±0,25	23,44±0,35
1,3	31,08±0,70	31,31±0,71	31,90±0,73	28,12±0,64	22,60±0,59
1,5	33,61±0,86	33,30±0,85	32,06±0,82	27,82±0,72	21,35±0,59
1,7	35,05±1,08	33,80±1,04	31,64±0,97	26,96±0,82	20,10±0,64
1,9	35,44±1,16	33,74±1,11	30,70±1,00	25,65±0,84	18,78±0,62
2,1	34,96±1,08	33,07±1,02	29,41±0,91	24,08±0,75	17,40±0,54
2,3	33,94±0,98	32,05±0,92	27,97±0,81	22,44±0,65	16,07±0,49
2,5	32,46±0,81	30,71±0,77	26,37±0,67	20,75±0,52	14,56±0,37
2,7	30,91±0,86	29,39±0,82	24,90±0,70	19,22±0,54	13,33±0,38
2,9	28,71±0,45	27,48±0,43	22,69±0,37	17,44±0,28	12,17±0,20
3,1	26,60±0,26	25,68±0,25	21,10±0,21	15,86±0,15	11,08±0,13
3,3	24,53±0,16	23,88±0,16	19,53±0,15	14,36±0,11	10,05±0,09
3,5	22,42±0,16	22,02±0,16	17,98±0,13	13,05±0,09	9,05 ±0,09
3,7	20,46±0,18	20,30±0,19	16,38±0,15	11,81±0,11	8,19 ±0,10
3,9	18,62±0,19	18,70±0,19	14,92±0,14	10,65±0,10	7,38±0,09
4,1	16,81±0,23	17,10±0,24	13,56±0,19	9,57 ±0,13	6,61±0,19
4,3	15,17±0,24	15,50±0,24	12,26±0,19	8,58 ±0,13	5,93±0,13
4,5	13,80±0,25	14,00±0,26	11,06±0,20	7,68±0,14	5,32±0,11
4,7	12,48±0,24	12,70±0,24	9,93 ±0,19	6,86±0,13	4,75±0,11
4,9	11,18±0,23	11,44±0,24	8,91±0,19	6,10±0,13	4,24±0,10
5,1	9,98±0,20	10,24±0,21	7,99±0,16	5,41±0,11	3,81±0,09
5,3	8,90±0,16	9,20±0,17	7,16±0,14	4,82±0,09	3,40±0,08
5,5	7,94±0,16	8,24±0,17	6,41±0,13	4,24±0,09	3,02±0,07
5,7	7,06±0,17	7,34±0,17	5,38±0,14	3,76±0,09	2,69±0,08
5,9	6,28±0,10	6,58±0,10	5,09±0,08	3,36±0,05	2,42±0,06
6,1	5,57±0,10	5,80±0,11	4,45±0,09	2,96±0,06	2,14±0,06
6,3	4,90±0,10	5,11±0,10	3,94±0,08	2,60±0,05	1,91±0,05
6,5	4,38±0,08	4,55±0,08	3,48±0,07	2,30±0,04	1,70±0,05
6,7	3,86±0,09	4,05±0,10	3,08±0,09	2,04±0,05	1,52±0,05
6,9	3,42±0,05	3,58±0,06	2,76±0,04	1,80±0,03	1,35±0,04
7,1	3,02±0,05	3,16±0,06	2,43±0,04	1,58±0,03	1,20±0,03
7,3	2,66±0,05	2,77±0,05	2,15±0,04	1,39±0,03	1,06±0,03
7,5	2,36±0,05	2,44±0,05	1,89±0,04	1,23±0,03	0,95±0,03
7,7	2,08±0,06	2,15±0,05	1,66±0,03	1,08±0,02	0,84±0,03
7,9	1,84±0,04	1,89±0,05	1,47±0,04	0,95±0,02	0,75±0,03
8,1	1,62±0,04	1,66±0,04	1,28±0,03	0,83±0,02	0,67±0,02

Примечание. Все приведенные данные увеличены в 100 раз.

**Обсуждение результатов.** Интегральный спектр нейтронов, полученный суммированием дифференциальных спектров согласно выражению  $N(E_n) = 2\pi \sum n(E_n, \theta_n) \sin \theta_n \Delta \theta_n$  с точностью  $\pm 2\%$  совпадает со стандартной формой спектра нейтронов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$  и хорошо описывается максвелловским распределением с параметрами  $T=1,42$  МэВ и  $\bar{\nu}=3,756$  нейтр./дел. Этот факт свидетельствует о надежности экспериментальных данных.

в лабораторной системе, нейтр./дел.·ср.МэВ)

50°	60°	70°	80°	90°
23,80±1,69	16,77±0,97	16,74±0,97	16,18±1,29	17,28±1,35
22,02±0,51	16,68±0,50	15,96±0,47	13,94±0,35	14,80±0,37
18,90±0,27	16,05±0,40	14,61±0,35	12,32±0,28	12,65±0,29
16,78±0,44	14,94±0,44	12,96±0,38	10,98±0,28	10,74±0,28
15,40±0,43	13,59±0,38	11,28±0,32	9,63±0,27	9,10±0,26
14,08±0,45	12,29±0,38	9,83 ±0,30	8,44±0,27	7,72±0,25
12,84±0,43	11,02±0,37	8,54±0,29	7,35±0,26	6,55±0,24
11,65±0,36	9,80±0,34	7,38±0,26	6,36±0,23	5,58±0,20
10,47±0,31	8,68±0,31	6,39±0,23	5,50±0,19	4,75±0,17
9,44 ±0,24	7,65±0,28	5,52±0,22	4,74±0,15	4,06±0,13
7,98±0,23	6,77±0,27	4,80±0,19	4,12±0,14	3,46±0,12
7,71±0,13	5,87±0,19	4,10±0,13	3,50±0,08	2,97±0,07
6,92±0,08	5,12±0,14	3,54±0,10	2,99±0,05	2,53±0,04
6,23±0,06	4,46±0,11	3,03±0,08	2,56±0,04	2,16±0,03
5,60±0,05	3,88±0,08	2,63±0,06	2,19±0,03	1,85±0,02
5,02±0,06	3,37±0,07	2,26±0,05	1,87±0,03	1,58±0,02
4,49±0,06	2,94±0,05	1,96±0,04	1,60±0,03	1,34±0,02
4,01±0,07	2,55±0,05	1,68±0,04	1,36±0,03	1,15±0,02
3,58±0,07	2,21±0,05	1,45±0,03	1,17±0,03	0,98±0,02
3,18±0,07	1,92±0,05	1,26±0,03	1,00±0,03	0,84±0,02
2,84±0,06	1,67±0,05	1,09±0,03	0,85±0,03	0,72±0,02
2,51±0,06	1,45±0,05	0,95±0,03	0,73±0,03	0,61±0,02
2,23±0,06	1,26±0,05	0,82±0,03	0,62±0,03	0,53±0,02
1,98±0,05	1,10±0,05	0,71±0,03	0,54±0,03	0,38±0,02
1,76±0,04	0,96±0,05	0,62±0,03	0,45±0,02	0,32±0,02
1,54±0,04	0,82±0,05	0,53±0,03	0,39±0,02	0,28±0,02
1,40±0,03	0,73±0,05	0,47±0,03	0,35±0,02	0,24±0,02
1,20±0,03	0,62±0,04	0,41±0,02	0,28±0,02	0,21±0,02
1,08±0,03	0,55±0,04	0,35±0,02	0,25±0,02	0,17±0,01
0,96±0,03	0,47±0,04	0,30±0,02	0,21±0,02	0,15±0,01
0,85±0,03	0,40±0,03	0,26±0,02	0,18±0,01	0,13±0,01
0,76±0,02	0,36±0,03	0,23±0,02	0,15±0,01	0,12±0,01
0,67±0,02	0,31±0,03	0,20±0,02	0,14±0,01	0,10±0,01
0,59±0,02	0,27±0,03	0,18±0,02	0,12±0,01	0,08±0,01
0,53±0,02	0,23±0,03	0,15±0,01	0,10±0,01	0,07±0,01
0,47±0,02	0,21±0,03	0,13±0,01	0,09±0,01	0,06±0,01
0,41±0,02	0,18±0,02	0,12±0,01	0,07±0,01	0,05±0,01
0,36±0,01	0,15±0,02	0,10±0,01	0,06±0,01	0,04±0,01

На рис. 4, 5 представлены зависимости числа нейтронов и средних энергий спектров от угла вылета в лабораторной системе из работы [1], приведенных к тому же диапазону энергий, что и данные настоящей работы. В целом угловые распределения согласуются между собой достаточно хорошо, однако точка, соответствующая углу  $11,25^\circ$ , лежит выше наших данных примерно на 7%. Что касается средних энергий, то неплохое согласие получено для углов  $30^\circ-60^\circ$ . В области малых углов спектры более жесткие, чем в работе [1], а в области больших углов существенно мягче. Такое же расхождение между средними энергиями дифференциальных спектров из работы [1] и своими данными отметили и авторы работы [2].

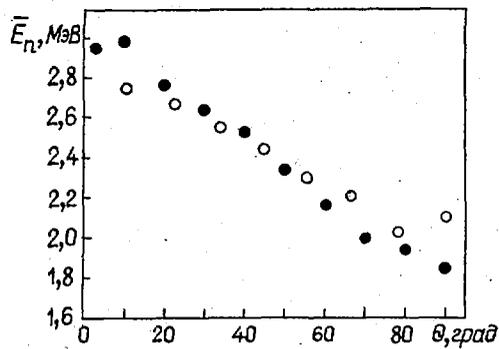


Рис. 4. Угловое распределение нейтронов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$ . Данные: ● - настоящей работы; ○ - [1]. Ошибки соизмеримы с размерами условных обозначений

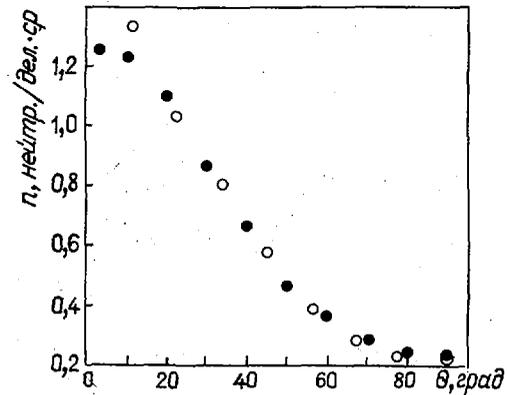


Рис. 5. Зависимость средних энергий спектров от угла эмиссии нейтронов в лабораторной системе. Данные: ● - настоящей работы; ○ - [1]. Ошибки соизмеримы с размерами угловых обозначений

На рис. 6 приведены энергетические распределения нейтронов, полученные преобразованием распределений  $\rho(v_n, \theta_n)$  из работы [1] к виду  $n(E_n, \theta_n)$ . Ясно, что спектры, полученные в настоящей работе и работе [1], наиболее существенно различаются для углов, близких к  $10^\circ$  и  $90^\circ$ . Одной из причин этих расхождений может служить искажающее влияние фона рассеянных нейтронов на результаты работы [1], поскольку при сравнимых телесных углах регистрации нейтронов объем используемого в работе [1] детектора в 25 раз превышал объем кристалла стибьбена, следовательно, чувствительность метода работы [1] к фону была по крайней мере на порядок выше, чем чувствительность метода, используемого в данной работе.

Подробного сравнения результатов настоящей работы с результатами работы [2] провести не было возможности, поскольку в работе [2] приведены только нулевой и первый моменты распределений и отсутствует информация об энергетических спектрах нейтронов для большинства углов (кроме угла  $4^\circ$ ). На рис. 6 значками  $\Delta$  показан энергетический спектр нейтронов для угла  $4^\circ$  из работы [2]. Видно, что выход нейтронов в области энергий 1-3 МэВ по данным работы [2] примерно на 10-15% больше, чем по нашим данным. С чем связано это расхождение, сказать трудно, поскольку в работе [2] методика эксперимента описана очень слабо и не ясно, например, как измерялся и учитывался фон рассеянных нейтронов.

На рис. 6 показаны результаты измерения спектров нейтронов для углов  $3^\circ$  и  $90^\circ$  в области энергий 0,1-1 МэВ из работы [1]. Эти данные находятся в хорошем согласии с результатами настоящего эксперимента и частично дополняют его. Обращает на себя внимание нерегулярность в ходе энергетического распределения для угла  $3^\circ$  в области энергий 0,7-1 МэВ. Согласно теории испарения, именно в этой области, где энергия нейтрона совпадает со средней кинетической энергией осколков, приходящейся на один нуклон, должен наблюдаться минимум в ходе энергетического распределения для угла, близкого к  $0^\circ$ .

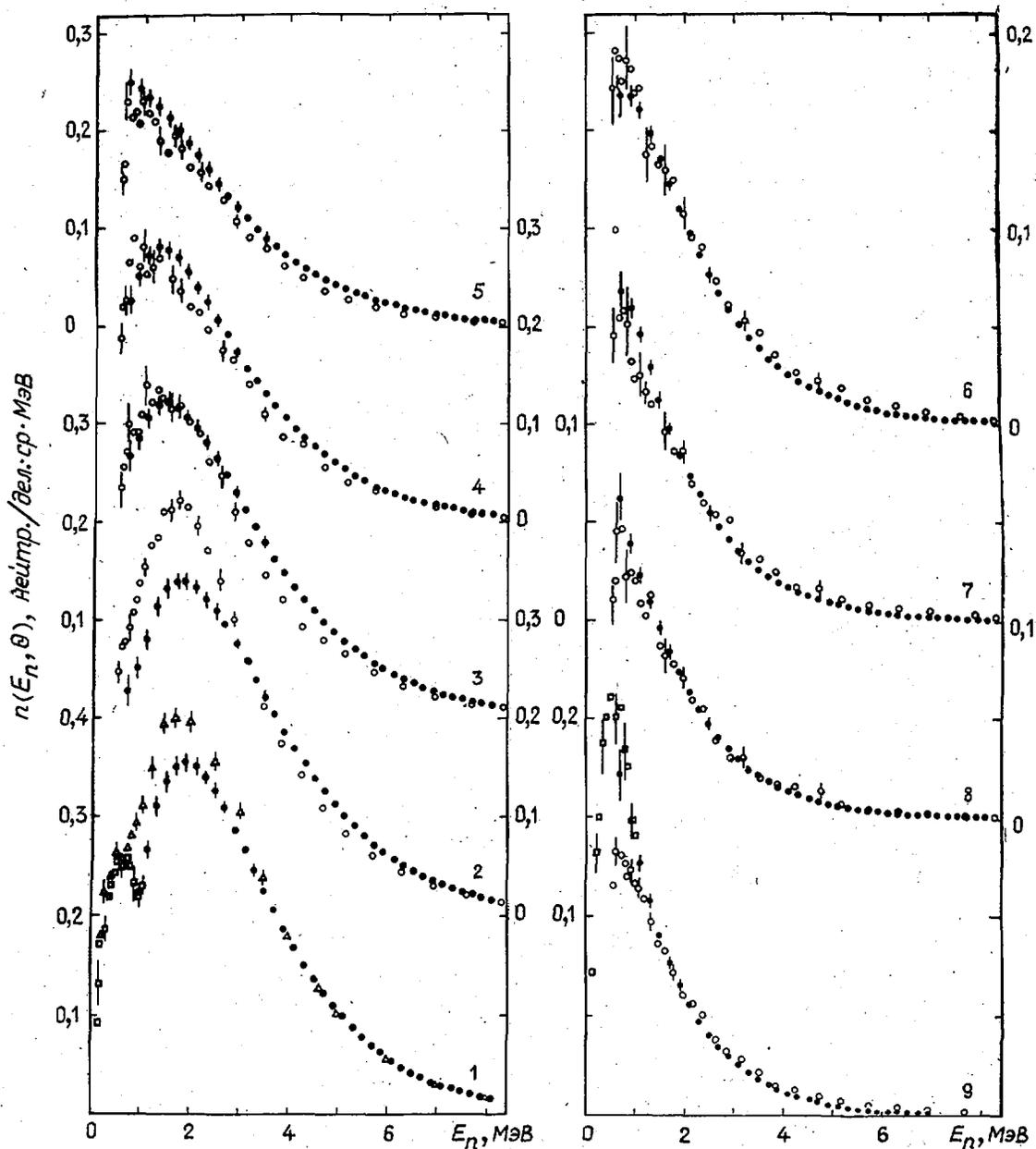


Рис. 6. Энергетические спектры нейтронов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$ . Экспериментальные данные: ● - настоящей работы; ○ - [1], полученные преобразованием распределений  $\rho(v_n, \theta_n)$  к распределениям вида  $n(E_n, \theta_n)$ ; △ - [2]; □ - [11]; 1) ● -  $3^\circ$ , □ -  $3^\circ$ , △ -  $4^\circ$ ; 2) ● -  $10^\circ$ , ○ -  $11,25^\circ$ ; 3) ● -  $20^\circ$ , ○ -  $22,5^\circ$ ; 4) ● -  $30^\circ$ , ○ -  $33,75^\circ$ ; 5) ● -  $40^\circ$ , ○ -  $45^\circ$ ; 6) ● -  $60^\circ$ , ○ -  $56,25^\circ$ ; 7) ● -  $70^\circ$ , ○ -  $67,5^\circ$ ; 8) ● -  $80^\circ$ , ○ -  $78,75^\circ$ ; 9) ● -  $90^\circ$ , ○ -  $90^\circ$

✖  
✖

Таким образом, результаты, полученные в данной работе, свидетельствуют о том, что картина углового и энергетического распределений мгновенных нейтронов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$  несколько отличается от той, которая была установлена в работе [1]. Особенно это касается областей углов между направлением разлета осколков и нейтронов, близких к  $0^\circ$  и  $90^\circ$ . Так, расхождение для диапазона энергий  $1 \text{ МэВ} \lesssim E_n \lesssim 3 \text{ МэВ}$  в области  $\theta_n \approx 10^\circ$  достигает 15-20%. Что ка-

сается области углов, близких к  $90^\circ$ , то здесь максимальное разногласие наблюдается в диапазоне энергий не более 1,5 МэВ и составляет также 15-20%.

Учитывая существенно большую чувствительность метода работы  $\Delta\Gamma$  к фону рассеянных нейтронов, а также характер наблюдаемых разногласий, можно предположить, что их причиной является недостаточно корректный учет фона рассеянных нейтронов в работе  $\Delta\Gamma$ . Однако, строго говоря, это является лишь предположением, и для установления истинной картины углового и энергетического распределений мгновенных нейтронов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$  необходимы дальнейшие исследования.

#### Список литературы

1. Bowman H.R., Thompson S.L., Milton J.C., Swiatecki W.J. Phys.Rev., 1962, v.126, N 6, p.2120.
2. Батенков О.И., Блинов М.В., Витенко В.И. In: Proc. conf. on physics and chemistry of fission. Vienna: IAEA, 1980, v.II, p.267.
3. Дьяченко П.П., Серёгина Е.А. Официальный бюллетень Госкомитета СССР по делам изобретений и открытий, 1980, № 44, с.299.
4. Subbah V., Suhani A. Nucl. Instrum. and Methods, 1968, v.58, p.102.
5. Шварц К., Оуэн Дж. В кн.: Физика быстрых нейтронов. М.: Атомиздат, 1963, т.1, с.231.
6. Дулин В.А., Казанский Ю.А., Кузнецов В.Ф., Смиринкин Г.Н. Приборы и техника эксперимента, 1961, № 2, с.35.
7. Дьяченко П.П., Серёгина Е.А., Тараско М.З. Вопросы атомной науки и техники. Сер.Ядерные константы, 1981, вып.2(41), с.18.
8. Серёгина Е.А., Дьяченко П.П., Дулин В.Н. В кн.: Нейтронная физика. Материалы 6-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 2-6 октября 1983 г. М.: ЦНИИатоминформ, 1984, т.4, с.350.
9. Тараско М.З. Препринт ФЭИ-1446. Обнинск, 1983.
10. Чулков Л.В. Препринт ИАЭ-2594. М., 1974.
11. Пиксайкин В.М., Дьяченко П.П., Лайтаи А. и др. Ядерная физика, 1977, т.25, вып.3, с.495.

Статья поступила в редакцию 6 июля 1984 г.

УДК 539.173.4

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЫХОДОВ КОРОТКОЖИВУЩИХ ( $T_{1/2} < 3$  МИН)  
ПРОДУКТОВ СПОНТАННОГО ДЕЛЕНИЯ  $^{252}\text{Cf}$

В.П.Бугров, А.А.Бялко, Н.Г.Волков, В.М.Колобашкин,  
А.И.Слысаренко

$^{252}\text{Cf}$  SPONTANEOUS FISSION SHORT-LIVED ( $T_{1/2} < 3$  min) PRODUCTS YIELDS DETERMINATION. The spectrometric method resulted in the  $^{252}\text{Cf}$  fission products decay curves, which served as a base for the determination of said yields values. The given programme provided automatic conveying of samples to the detector as well as the acquisition of the spectra; further treatment of the spectra and the decay curves being computerized. Cumulative yields for nine nuclides and independent yields for four nuclides have been measured.

Гамма-спектрометрический метод является одним из самых перспективных при получении информации о характеристиках продуктов деления. Он применяется при определении данных как о предварительно сепарированных продуктах деления, так и о неразделенных смесях. Трудности использования этого метода в отношении нуклидов с короткими временами жизни в значительной степени устраняются применением циклического режима облучения - измерение  $\Delta\Gamma$ . Такой подход позволяет получить данные

о выходах продуктов деления с периодом полураспада до нескольких секунд [2]. Недостаток метода - накопление долгоживущих  $\beta$ -излучателей в образце, что увеличивает фон измерений, загрузку спектрометрического тракта и ограничивает общую продолжительность измерений. Одним из возможных путей устранения этого недостатка может служить применение ленточной транспортной системы для доставки продуктов деления к детектору  $\beta$ -излучения с анализом на последовательных временных интервалах. Аналогичный подход, но с использованием отдельных сборников продуктов деления описан в работе [3]. В этом случае измеряется только  $\beta$ -излучение продуктов деления, внедрившихся в вещество ленты за время облучения. Удобно выбирать время облучения равным времени измерения в каждом цикле. При этом в течение времени измерения снимается последовательность из  $N$  спектров и  $N T_{\text{сп}} \leq T$ , где  $T_{\text{сп}}$  - длительность измерения каждого спектра. Спектры накапливаются, начиная с момента фиксации участка ленты с продуктами деления у детектора, и суммируются по всем циклам. Детально установка и методика описаны в работе [4].

В настоящей работе проведена проверка применимости данной методики при спонтанном делении  $^{252}\text{Cf}$ . Измерения проводили при времени облучения 246, 122, 31, 15 с и времени измерения одного спектра 5; 5; 1; 0,5 с соответственно. Время перемещения ленты от источника осколков деления  $^{252}\text{Cf}$  до детектора составляло 0,8 с. Для регистрации использовали спектрометрический комплекс на базе ЭВМ ЕС-1010 и аппаратуры КАМАК [5]. Управление движением и накоплением информации производилось от ЭВМ. Спектры  $\beta$ -излучения обрабатывались по программе [6].

Методика расчета выходов продуктов деления [7], использованная в данной работе, основана на относительных измерениях неизвестных нуклидов и нуклида с хорошо изученными характеристиками. В данном случае был выбран нуклид  $^{143}\text{Ce}$  ( $T_{1/2} = 37,2$  ч), для которого хорошо известны как кумулятивный выход  $Y_c = 6,17 \pm 0,06$  [8], так и величина квантового выхода  $\beta$ -линии с энергией 293 кэВ  $I = (42,8 \pm 0,4)\%$  [9]. Причем нуклид  $^{143}\text{Ce}$  имеет и сравнительно короткоживущих предшественников с  $T_{1/2} \approx 15$  мин.

Для контроля получаемых результатов, а также уточнения окончательных значений с помощью усреднения, там где это возможно, были получены величины выходов при различных временах накопления продуктов деления. Полученные результаты по кумулятивным выходам представлены в табл. I. Пик 197,3 + 199,3 кэВ обрабатывался как суммарный. Так как нуклид  $^{136}\text{mI}$  образуется только при делении, а выход  $^{144}\text{Xe}$  составляет лишь 0,01 [8], в спектрах с временем накопления 15 с интенсивности  $\beta$ -линий с энергиями 197,3 и 199,3 кэВ оказались сравнимыми; из-за сильного различия в периодах полураспада этих ядер экспоненты удалось разделить. Как видно из табл. I, полученные значения в пределах ошибок согласуются как между собой, так и с рекомендованными [9] значениями. Наибольшие ошибки имеют данные, полученные по косвенным измерениям, причем наибольший разброс из них имеют те, которые определены при больших временах накопления.

Таблица I

Экспериментальные результаты по кумулятивным выходам для некоторых нуклидов при спонтанном делении  $^{252}\text{Cf}$

Нуклид	$T_{1/2}$ , с	$T_{\text{нак}}$ , с	Вид измерения	$E$ , кэВ $\gamma_{10}$	$I$ , %	Данные, %	
						настоящей работы	рекомендованные [9]
$^{99}\text{Zr}$	2,4	31	Прямой	469,1	40 [11,12]	$2,0 \pm 0,5$	$2,3 \pm 0,5$
$^{99\text{m}}\text{Nb}$	156,0	246	Косвенный, $^{99}\text{Nb}$	-	-	$0,7 \pm 0,2$	$0,99 \pm 0,09^*$
$^{99}\text{Nb}$	15,0	246	Прямой	137,6	88 [11,12]	$2,6 \pm 0,8$	$1,7 \pm 0,2$
$^{108}\text{Tc}$	5,0	31	"	242	88,5 [13]	$2,9 \pm 0,6$	$3,5 \pm 0,6$
$^{108}\text{Tc}$	5,0	10	"	242	88,5 [13]	$3,7 \pm 0,5$	$3,5 \pm 0,6$
$^{136\text{m}}\text{I}$	48,0	15	"	197,3	74 [12]	$1,7 \pm 0,4$	$0,9 \pm 0,4$
$^{140}\text{Cs}$	63,7	246	"	602,3	70 [10]	$6,2 \pm 0,8$	$5,5 \pm 0,3$
$^{140}\text{Cs}$	63,7	122	"	602,3	70 [10]	$5,7 \pm 0,8$	$5,5 \pm 0,3$
$^{144}\text{Cs}$	1,07	15	"	199,3	70 [10]	$0,34 \pm 0,07$	$0,5 \pm 0,2$
$^{144}\text{Ba}$	11,4	246	Косвенный, $^{144}\text{La}$	-	-	$3,0 \pm 1,5$	$4,0 \pm 0,6$

Окончание табл. I

Нуклид	$T_{1/2},$ с	$T_{\text{нак}},$ с	Вид измерения	$E, \text{кэВ}$ [10]	I, %	Данные, %	
						настоящей работы	рекомендо- ванные [8]
$^{144}\text{Ba}$	11,4	122	Бросвенный, La	-	-	$4,8 \pm 1,1$	$4,0 \pm 0,6$
$^{144}\text{Ba}$	11,4	31	Прямой	430,4	26 [11]	$4,2 \pm 1,0$	$4,0 \pm 0,6$
$^{144}\text{La}$	39,8	246	"-	397,3	91 [11, 10]	$5,4 \pm 0,7$	$5,8 \pm 0,3^{*2}$
$^{144}\text{La}$	39,8	122	"-	397,3	91 [11, 10]	$5,6 \pm 0,8$	$5,8 \pm 0,3^{*2}$

\* Экспериментальные значения  $Y_c = 0,77 \pm 0,08\%$ .\*2 Экспериментальные значения  $Y_c = 5,3 \pm 0,3\%$ .

Усреднение, проведенное авторами с учетом общих погрешностей реперных данных и калибровочных погрешностей, приводит к значениям кумулятивных выходов, представленным в табл.2.

С учетом дисперсионной матрицы получены также независимые выходы и их погрешности (табл.3);

Таблица 2

Усредненные значения кумулятивных выходов  $^{252}\text{Cf}$ 

Нуклид	$T_{1/2},$ с	$Y_c, \%$
$^{108}\text{Tc}$	5,0	$3,3 \pm 0,5$
$^{140}\text{Cs}$	63,7	$6,0 \pm 0,7$
$^{144}\text{Ba}$	11,4	$4,3 \pm 0,8$
$^{144}\text{La}$	39,8	$5,5 \pm 0,5$

Таблица 3

Независимые выходы для некоторых ядер при спонтанном делении  $^{252}\text{Cf}$ 

Нуклид	Данные	
	настоящей работы	рекомендованные [8]
$^{108}\text{Tc}$	$1,5 \pm 0,6$	$3,2 \pm 0,7$
$^{140}\text{Cs}$	$4,3 \pm 1,2$	$2,8 \pm 0,3$
$^{144}\text{Ba}$	$4,0 \pm 0,8$	$3,5 \pm 0,7$
$^{144}\text{La}$	$1,0 \pm 0,4$	$1,7 \pm 0,3$

Значения кумулятивных выходов  $^{144}\text{Cs}$  и  $^{136}\text{I}$  также можно считать совпадающими со значениями их независимых выходов, так как у первого малы выходы предшественников, а второй образуется только в процессе деления.

\* \* \*

Полученные результаты величин выходов продуктов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$  показывают, что анализ несепарированных смесей методом  $\beta$ -спектрометрии в циклическом режиме с осаждением осколков на ленту может успешно применяться для изучения нуклидов с периодом полураспада вплоть до 1 с. Большую точность может дать применение абсолютных измерений. Хотя точность полученных данных невелика (погрешности более 10%), простота проведения эксперимента позволяет надеяться на большие возможности предлагаемой методики.

## Список литературы

1. Гудков А.Н., Казанцев В.В., Коваленко В.В., Колобашкин В.М. Методика определения выходов короткоживущих продуктов деления тяжелых ядер нейтронами по результатам циклических измерений  $\beta$ -спектров "свежих" нефракционированных смесей. Экспериментальные методы ядерной физики. М.: Атомиздат, 1981, вып.8, с.38-42.
2. Гудков А.Н., Казанцев В.В., Коваленко В.В. и др. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып.3(42), с.49-52.
3. Thierens H., De Frenne D., Jacobs E. e.a. Nucl.Instrum. and Methods, 1976, v.134, p.299-308.

4. Бугров В.П., Бялко А.А., Колобашкин В.М. и др. Методика исследования короткоживущих нейтронно-избыточных ядер с помощью многомерной  $\gamma$ -спектрометрии. М.: Энергоатомиздат, 1984, с.47-58.
5. Бугров В.П., Бялко А.А., Волков Н.Г. и др. Аппаратное и программное обеспечение систем автоматизации ядерно-физического эксперимента. М.: Энергоиздат, 1982, с.90-98.
6. Бялко А.А., Волков Н.Г., Чураков А.К. Там же, с.61-64.
7. Бялко А.А., Гудков А.Н., Живун В.М. и др. Выходы продуктов деления  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  нейтронами спектра быстрого реактора БР-I. Экспериментальные методы ядерной физики. М.: Атомиздат, 1978, вып.3, с.82-95.
8. Rider V.F. Report NEDO-12154-3(B), 1980.
9. Genrke R.J. Intern. J. Appl. Isotops, 1982, v.33, p.355-365.
10. Blachot J., Fiche C. Atomic Data and Nuclear Data Tables, 1977, v.20, p.241-310.
11. Гудков А.Н., Казанцев В.В., Коваленко В.В. и др. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып.3(42), с.47-49.
12. Reus V., Westmeir I., Warneche I. Report GSI-79-2, 1979.
13. Summerer K., Kaffrell N., Stender E. e.a. Nucl. Phys., 1980, v.A339, N 1, p.74-88.

Статья поступила в редакцию 12 сентября 1984 г.

УДК 539.172

#### ПОЛНЫЕ НЕЙТРОННЫЕ СЕЧЕНИЯ ИЗОТОПОВ ЦИРКОНИЯ

М.Б.Федоров, В.Д.Овдиенко, Г.А.Сметанин,  
Т.И.Яковенко, Н.Т.Скляр

THE NEUTRON TOTAL CROSS-SECTION OF ISOTOPES OF ZIRCONIUM. Total neutron cross-sections of  $^{90-92,94}\text{Zr}$  isotopes have been obtained in the energy region 2-4 MeV. Total cross-sections and neutron strength functions are satisfactorily described in the frames of generalized optical model with a preferential absorption in one-phonon channels.

Широкое применение циркониевых сплавов при изготовлении канальных труб и оболочек твэлов реакторов определяет потребности в ядерно-физических константах циркония [1]. Известны трудности единого феноменологического описания силовых функций и нейтронных сечений ядер из области  $\text{Эр}$ -резонанса при низких энергиях [2]. Описание силовых функций  $S$ -волны ( $S_0$ ) в этой области на основе общепринятых вариантов оптической модели требует малых значений  $W_S \alpha_S$ , где  $W_S$  - глубина поверхностного потенциала поглощения;  $\alpha_S$  - его диффузность. Нижний предел допустимых значений  $W_S \alpha_S$  ограничен, в частности, требованием приемлемого описания полных сечений. Поэтому следует ожидать, что экспериментальные данные о полных сечениях и силовых функциях изотопов циркония при анализе применимости различных вариантов модельных теорий могут быть информативными.

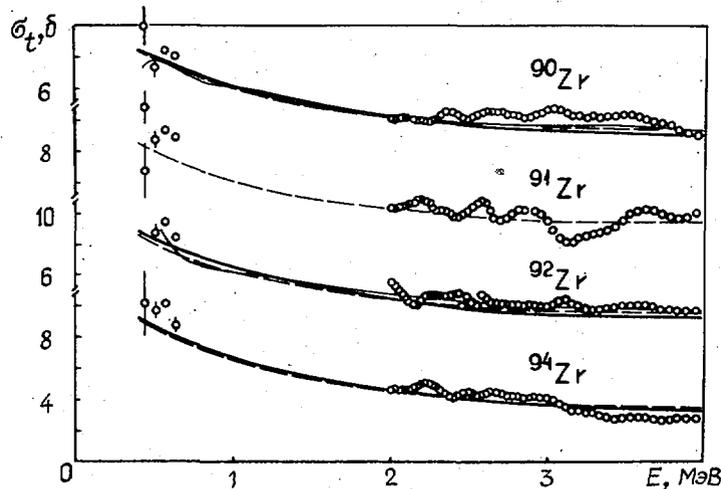
Полные сечения изотопов  $^{90-92,94}\text{Zr}$  были исследованы авторами методом пропускания при энергиях 2-4 МэВ с использованием нейтронов непрерывного спектра из реакции  $\text{Be}(\alpha, n)$  и метода времени пролета для определения значений энергии [3]. Источником нейтронов являлась толстая бериллиевая мишень электростатического ускорителя дейтронов ЭГ-5 ИЯИ АН УССР в импульсном режиме. При пролетном расстоянии 2,5 м получено удельное временное разрешение 1,2 нс/м, которому соответствовало энергетическое разрешение около 95 кэВ вблизи 2 МэВ и около 250 кэВ вблизи 4 МэВ. Образцы представляли собой окислы  $\text{ZrO}_2$  соответствующих изотопов с парциальной толщиной для циркония около  $0,08 \text{ б}^{-1}$  и с изотопным составом, приведенным в табл. I.

Таблица I

Изотопный состав образцов циркония, мас.%

Номер образца	$^{90}\text{Zr}$	$^{91}\text{Zr}$	$^{92}\text{Zr}$	$^{94}\text{Zr}$	$^{96}\text{Zr}$
1	97,20	0,75	0,79	0,96	0,30
2	5,80	89,30	0,14	1,50	0,26
3	4,46	1,47	92,00	1,82	0,25
4	4,29	1,34	1,90	92,20	0,27

Ошибки изотопных сечений, составлявшие примерно 10%, обусловлены главным образом статистической численностью отсчетов при измерениях молекулярных сечений и полных сечений кислорода. На рисунке приведены полные сечения изотопов циркония при энергиях 0,442; 0,507; 0,572 и 0,637 МэВ, измеренные с использованием моноэнергетических нейтронов [2].



Полные нейтронные сечения изотопов циркония:  $\circ$  — экспериментальные данные настоящей работы;  $-\cdot-\cdot-$  — усредненный ход энергетической зависимости, рекомендованный в работе [4];  $—$  — расчет по обобщенной оптической модели (параметры указаны в тексте);  $-\cdot-\cdot-$  — расчет по сферической модели с параметрами работы [6].

Данные авторов для  $^{90,92}\text{Zr}$  удовлетворительно согласуются с имеющимися результатами Грина и др., Стоксбери и др. (1973 г.), Гуентера и др. (1975 г.), на которых основаны рекомендованные усредненные энергетические зависимости полных сечений [4], приведенные на рисунке. Сечения для  $^{90}\text{Zr}$  лежат несколько выше рекомендованной кривой [4], однако в среднем отклонения этих сечений от области значений, в которой расположены точки, полученные другими авторами, не превышают экспериментальных ошибок. Наши данные для  $^{92}\text{Zr}$  удовлетворительно согласуются с рекомендованной кривой. Результаты для  $^{91,94}\text{Zr}$  получены впервые.

Изотопы циркония характеризуются относительной слабостью коллективных возбуждений (параметры квадрупольной деформации  $\beta \approx 0,1$  [5]), поэтому следует ожидать, что сечения этих изотопов могут быть удовлетворительно описаны в рамках сферической оптической модели. Расчеты полных сечений подтверждают такое предположение, при этом параметры работы [6] оказались близкими к оптимальным (см. рисунок). Однако в рамках сферической модели трудно добиться одновременного описания  $s$ - и  $p$ -силовых функций и полных сечений. Использование параметров работ [6,7] приводит к значениям  $S_0 \approx 0,7$  (в единицах  $10^{-4}$ ), которые в среднем не противоречат экспериментальным [8]. При этом расчетные величины  $p$ -силовых функций  $S_1 \approx 4,5$ , близкие для всех изотопов, не воспроизводят обнаруженный в эксперименте резкий рост  $S_1$  с увеличением массового числа (табл. 2). Попытка воспроизвести такой рост путем уменьшения глубины мнимой части потенциала до значений примерно 3 МэВ не привела к удовлетворительным результатам.

Таблица 2

Сравнение экспериментальных силовых функций для изотопов циркония с расчетами на основе варианта [9] обобщенной оптической модели

Изотоп	$S_0 \cdot 10^{-4}$		$S_1 \cdot 10^{-4}$	
	Эксперимент	Теория	Эксперимент	Теория
$^{90}\text{Zr}$	$0,70 \pm 0,20$	0,43	$4,0 \pm 0,6$	4,16
$^{92}\text{Zr}$	$0,50 \pm 0,10$	0,44	$7,0 \pm 1,3$	5,35
$^{94}\text{Zr}$	$0,50 \pm 0,15$	0,43	$9,8 \pm 2,0$	6,24

Несколько лучшее соответствие теоретических и экспериментальных силовых функций [8] без ухудшения качества описания полных сечений получено на основе обобщенной оптической модели с явным учетом прямой связи каналов упругого рассеяния с каналами, соответствующими возбуждению однофононных  $2^+_{1-}$ -состояний ядра-мишени (см. рисунок, табл.2). Использовался вариант [9] модели, в котором специфика связи каналов вибрационной природы приближенно учитывается выбором различной глубины потенциала поглощения для каналов упругого рассеяния (3 МэВ) и однофононных каналов (13 МэВ). Остальные параметры имели следующие значения: глубина действительной части потенциала Будса - Саксона 51,3 МэВ, глубина спин-орбитального потенциала в форме Томаса 10 МэВ, радиальный параметр (одинаковый для всех форм-факторов) 1,22 фм, диффузность действительной части потенциала 0,60 фм, диффузность мнимой части (в форме производной от зависимости Будса - Саксона) 0,16 фм.

Применение обобщенной оптической модели позволяет по крайней мере качественно отразить наличие роста  $\rho$ -силовой функции изотопов циркония с ростом массового числа (см. табл.2). Более тщательного подбора параметров из-за больших ошибок экспериментальных силовых функций не производили. Полученные результаты свидетельствуют о том, что учет связи каналов позволяет несколько улучшить одновременное описание нейтронных данных при низких энергиях в области  $3\text{p}$ -резонанса даже для ядер с относительно малыми значениями параметров деформации.

#### Список литературы

1. Пасечник М.В., Кашуба И.Е., Федоров М.Б., Яковенко Т.И. Ядра и радиационная стойкость конструкционных материалов. Киев: Наукова думка, 1978.
2. Пасечник М.В., Федоров М.Б., Овдиенко В.Д. и др. В кн.: Нейтронная физика. Материалы 5-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 15-19 сентября 1980 г. М.: ЦНИИатоминформ, 1980, ч.1, с.304.
3. Овдиенко В.Д., Сметанин Г.А., Федоров М.Б., Яковенко Т.И. Укр.физ.журн., 1980, т.25, № 4, с. 664.
4. Graber D.I., Kinsey R.R. Neutron cross-sections. V. II: BNL-325. New York, 1976.
5. Stelson P.H., Grodzins L. Nucl. Data A, 1965, v.1, N 1, p.21.
6. Пасечник М.В., Корж И.А., Кашуба И.Е. В кн.: Нейтронная физика (Материалы Всесоюзного совещания по нейтронной физике, Киев, 1971 г.). Киев: Наукова думка, 1972, ч.1, с. 253.
7. Perey F., Buck B. Nucl. Phys., 1962, v.32, N 3, p.353.
8. Mughabghab S.F., Divadeenam M., Holden N.E. Neutron cross-sections. V 1. Neutron resonance parameters and thermal cross-sections, part A, z=1-60. New York: Academic Press, 1981.
9. Федоров М.Б. Ядерная физика, 1980, т.32, вып. 2(8), с.392.

Статья поступила в редакцию 19 марта 1984 г.

THE CALCULATION OF THE ANGULAR DISTRIBUTIONS OF GAMMA-RAYS FROM  $(n, n'\gamma)$ -REACTION ON THE  $^{56}\text{Fe}$  AND  $^{208}\text{Pb}$  NUCLEI. The calculations of the angular distributions of gamma-rays from  $(n, n'\gamma)$ -reactions on the  $^{56}\text{Fe}$  and  $^{208}\text{Pb}$  nuclei at the incident neutrons energies from the first level excitation of nucleus-target to 14 MeV are made by the statistical model. The spectroscopic characteristics of the some levels of  $^{208}\text{Pb}$  nucleus, type and multipoles of electromagnetic transitions between the  $^{208}\text{Pb}$  nucleus levels.

Изучение угловых распределений и корреляций в реакциях с  $\gamma$ -квантами позволяет получить такие спектроскопические данные об уровнях ядер, как спины и четности, вероятности электромагнитных переходов и смешивание переходов различных мультипольностей и природы. Теоретическое описание угловых распределений и сравнение его с экспериментальными данными может уточнить спектроскопическую информацию и дать дополнительные сведения о структуре ядерных уровней и вероятностях электромагнитных переходов.

В настоящей работе проведены расчеты угловых распределений  $\gamma$ -квантов из реакций  $(n, n'\gamma)$  на ядрах  $^{56}\text{Fe}$  и  $^{208}\text{Pb}$  по статистической модели ядра [1] с учетом конкуренции электромагнитных переходов между 40 нижними уровнями ядра-мишени. Энергии налетающих нейтронов менялись от порога возбуждения первого уровня ядра мишени до  $E_n = 14$  МэВ.

Основные расчетные формулы и параметры. Для расчетов сечений реакций по статистической модели ядра требуются многочисленные спектроскопические данные о ядре-мишени. Для расчета коэффициентов проницаемости через поверхность ядра  $T$  по оптической модели ядерная часть потенциала  $V_N$  была записана в виде

$$V_N = V f_V(z) + i [W_D f_D(z) + 4a_s W_s f'_s(z)] + V_{SO} h_{SO}(z).$$

$$\text{Здесь } f_i(z) = \left\{ 1 + \exp\left[\frac{z - R_i}{a_i}\right] \right\}^{-1};$$

$$h_{SO}(z) = \left(\frac{\hbar}{m_\pi c}\right)^2 f'_{SO}(z) / z (\vec{l} \vec{\sigma}), \text{ где } R_i = z_i A^{1/3}; \quad i = V, D, s, SO.$$

Для ядра  $^{56}\text{Fe}$  выбраны следующие [2] параметры оптического потенциала:  $V = (49,4 - 0,26 E) \text{ МэВ}$ ,  $W_S = (6,2 + 0,3 E) \text{ МэВ}$ ,  $z_i = 1,25 \text{ фм}^2$ ,  $a_V = a_D = a_{SO} = 0,63 \text{ фм}$ ,  $a_s = 0,47 \text{ фм}$ ,  $W_D = 0,02 \text{ МэВ}$ ,  $V_{SO} = 7,5 \text{ МэВ}$ ,  $m_\pi$  - масса пиона.

Для ядра  $^{208}\text{Pb}$  параметры оптического потенциала имеют следующие значения [3]:  $V = (47,8 - 0,25 E) \text{ МэВ}$ ,  $W_S = (3,5 + 0,43 E) \text{ МэВ}$ ,  $z_i = 1,25 \text{ фм}$ ,  $a_V = a_{SO} = 0,65 \text{ фм}$ ,  $a_s = 0,47 \text{ фм}$ ,  $W_D = 0$ ,  $V_{SO} = 6,0 \text{ МэВ}$ .

Дальнейшие расчеты сечений реакций (рис.1) с использованием рассчитанных коэффициентов проницаемости проводились по статистической теории ядра [1] по формулам, полученным в работе [4].

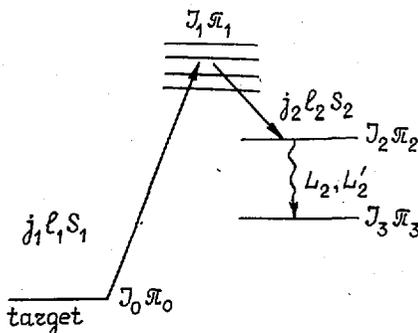


Рис.1. Схема этапов реакции  $(n, n'\gamma)$

\* 1 фм =  $10^{-15}$  м.

Для реакции  $(n, n'\gamma)$  угловое распределение  $j$ -квантов

$$d\sigma/d\Omega_2 = \lambda^2/8 \sum_{j_1 j_2 \nu} N' C' W' M(\sigma) \tau P_\nu(\cos \theta_2).$$

Здесь  $N' = (-)^{J_0 + J_3 - j_2 + 1/2} (\hat{J}_1)^4 (\hat{J}_2)^2 / (\hat{J}_0)^2$ ;  $C' = \langle \nu 0 | j_1 j_1 \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \rangle$ ;  $W' = W(J_1 J_1 j_1 j_1; \nu J_0) W(J_1 J_1 J_2 J_2; \nu j_2)$ ;  $M(\sigma) = (1 + \sigma^2)^{-1} [M(LL) + 2\sigma M(LL') + \sigma^2 M(L'L')]$ , где  $M(LL') = \hat{L}\hat{L}' \langle \nu 0 | LL' 1 - 1 \rangle W(J_2 J_2 LL'; \nu J_3)$ ; область ограничения значений  $\nu$  определяется неравенствами  $0 \leq \nu \leq 2j_1, 2J_1, 2J_2, 2L'$ ; скобками  $\langle \rangle$  обозначены коэффициенты Клебша-Гордана;  $W$  - коэффициенты Рака;  $LL'$  - мультипольности соответственно магнитного и электрического излучений. В формуле (1) углы  $\theta_2$  отсчитываются от направления падающих на мишень нейтронов;  $\lambda = \sqrt{\hbar^2/2ME_n}$  - длина волны падающих частиц; фактор проникаемости  $\tau$  определяется соотношением  $\tau = T_{e_1}(E_1) T_{e_2} \times (E_2) / \sum_{E_1} T_e(E)$ . Коэффициент  $\delta = \langle J_b \| M1 \| J_a \rangle / \langle J_b \| E2 \| J_a \rangle$  определяет конкуренцию E2- и M1-переходов между уровнями  $a$  и  $b$ .

Для расчета электромагнитных переходов между уровнями ядер были взяты спектроскопические сведения об уровнях  $^{56}\text{Fe}$  из работы [5] и уровнях ядра  $^{208}\text{Pb}$  из работы [6].

Угловые распределения  $j$ -квантов. Обсуждение результатов. На рис 2. и 3 приведены расчетные и экспериментальные данные [7] относительных угловых распределений  $j$ -квантов, нормированных на  $\sigma(90^\circ)$ , из реакции  $(n, n'\gamma)$  на ядре  $^{56}\text{Fe}$  для трех наиболее интенсивных  $j$ -линий: 0,847; 1,24; 1,81 МэВ при энергиях налетающих нейтронов  $E_n = 3,1 \pm 14,1$  МэВ. Сплошные кривые относятся к случаю, когда соответствующий уровень возбуждается непосредственно в процессе неупругого рассеяния нейтрона без учета заселяемости за счет каскадных  $j$ -переходов. Учет заселенности уровня 0,847 МэВ за счет  $j$ -переходов с четырех вышележащих уровней приводит, как и следовало ожидать, к некоторому изменению угловых распределений (пунктирные кривые на рис.2), которые в большинстве случаев лучше соответствуют экспериментальным данным. Незначительные расхождения являются, скорее, кажущимися, поскольку нормировка экспериментальных данных проводилась непосредственно по экспериментальному значению  $\sigma(90^\circ)$  без учета ошибок в этой точке. Особенно это заметно при угловом распределении  $j$ -квантов для перехода  $E_{j1} = 1,24$  МэВ (см.рис.3), когда при более аккуратной нормировке согласие расчетов с экспериментальными данными улучшается. Расчеты были выполнены в предположении чистых E2-переходов для  $E_{j1}$ , равных 0,847 и 1,24 МэВ, и смеси M1- и E2-переходов для  $E_{j1} = 1,81$  МэВ с коэффициентом смешивания  $\delta = -0,185$ . Значение коэффициента  $\delta$  выбрано таким образом, чтобы коэффициенты при полиномах Лежандра порядков 2 и 4 в угловых распределениях  $j$ -квантов согласовывались с данными других работ [7].

Проведен также расчет угловых распределений  $j$ -квантов из реакции  $(n, n'\gamma)$  на ядре  $^{208}\text{Pb}$  для тех электромагнитных переходов, угловые распределения которых известны по опытам [8,9]. Соответствующие расчеты представлены на рис.4 и в таблице. На рис.4,а приведен расчет углового распределения  $j$ -квантов для чистого E2-перехода ( $\delta = 0$ ) с энергией  $E_{j1} = 0,583$  МэВ. Для той же линии в работе [8] выполнен расчет по формулам работ [10]. Оба расчетных результата практически неразличимы. Расчет угловых распределений  $j$ -квантов, представленный на рис.4,в,г, выполнен для чистых E3-переходов. Для энергии налетающего нейтрона  $E_n = 4,2$  МэВ разногласие с опытными данными, по-видимому, кажущееся, так как более аккуратная нормировка разрешает это противоречие. На рис.4,в представлены расчеты угловых распределений для трех значений параметра смешивания мультипольностей  $\delta$ . Значение  $\delta = 43,5$  взято из данных работы [6]. При этом значении параметра  $\delta$  экспериментальные данные [8] и расчетная кривая не согласуются. Наилучшее описание достигается для чистого M1-перехода [8].

В работе [9] выполнены измерения угловых распределений  $j$ -квантов, испущенных под углом  $90^\circ$  и  $152^\circ$  при распаде высоковозбужденных уровней ядра  $^{208}\text{Pb}$  на основное состояние, имеющих коллективную природу и обладающих, по предположению, спинами и четностями  $1^{(-)}$ ,  $2^{(-)}$ ,  $2^{(+)}$ .

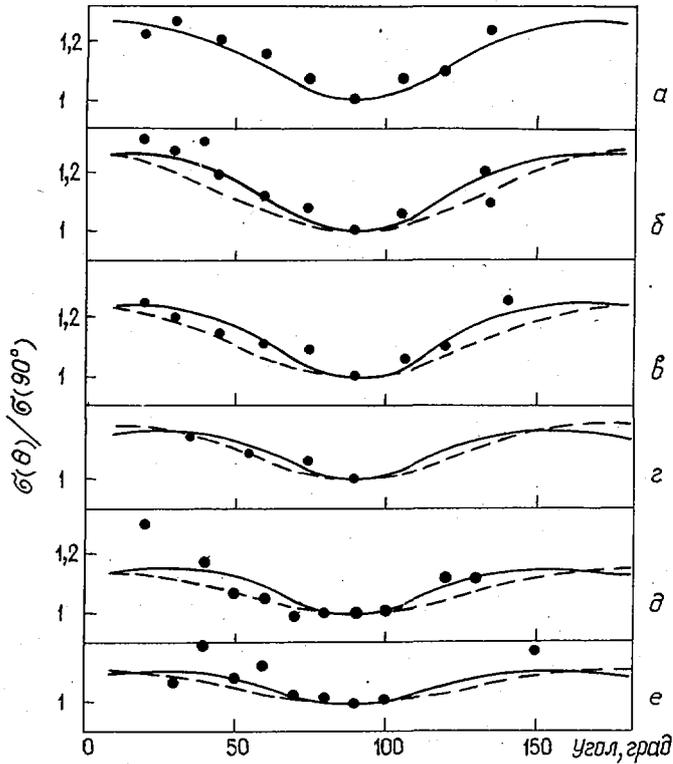


Рис.2. Угловые распределения  $\gamma$ -квантов из реакции  $^{56}\text{Fe}(n, n'\gamma)$  для перехода из первого возбужденного состояния ( $2^+$ ) в основное ( $0^+$ ) с  $E_{\gamma} = 0,847$  МэВ (E2-переход). Данные: а, б, в - R. Benjamin (1966 г.),  $E_n$  равна 3,1; 3,5 и 4,0 МэВ соответственно; г - J. Dickens (1972 г.),  $E_n = 7,45$  МэВ; д, е - J. Lachkar (1974 г.),  $E_n$  равна 8,8 и 14,1 МэВ соответственно

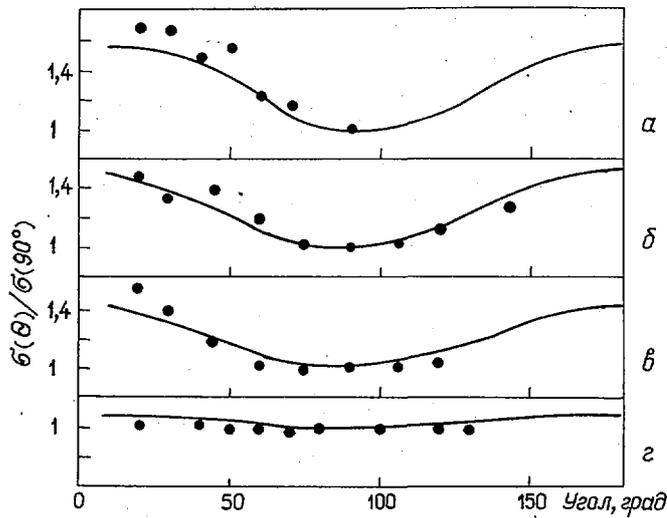


Рис.3. Угловые распределения  $\gamma$ -квантов из реакции  $^{56}\text{Fe}(n, n'\gamma)$  для переходов из второго возбужденного состояния ( $4^+$ ) в первое ( $2^+$ ) с  $E_{\gamma} = 1,24$  МэВ (E2-переход) и с третьего возбужденного состояния ( $2^+$ ) в первое ( $2^+$ ) с  $E_{\gamma} = 1,81$  [(M1+E2)-переходы].  $E_n$  равна 3,5 МэВ (а, б); 4,0 и 8,8 МэВ (в, г соответственно)

В таблице приводятся энергетические характеристики уровней, отношения вероятностей  $\sigma(152^\circ)/\sigma(90^\circ)$ , полученных экспериментально и теоретически, предполагаемые спины и четности, энергии налетающих нейтронов и тип электромагнитного перехода. Среди верхних шести уровней со спинами  $1^{(-)}$  только два с энергиями 5640,5 и 5511,8 кэВ дают экспериментальное значение выхода, отличающееся от теоретического. В случае  $E_{\gamma} = 5640,5$  кэВ несогласие можно объяснить тем фактом, что рассматриваемый уровень является, по-видимому, дублетом подуровней со спинами 1 и 2. В предположении равновероятной заселенности обоих подуровней удается достичь согласия расчетов с экспериментом. Для уровня  $E_{\gamma} = 5511,8$  кэВ экспериментальная ошибка, по-видимому, превышает ошибку, указанную в работе [9]. Уровень 4229,5 кэВ распадается на основное состояние (M2-переход) и пер-

вое возбужденное [(M1+E2)-переходы] с вероятностями [9] соответственно 24 и 76%. Для достижения согласия расчетов с экспериментальными данными должен быть почти чистый E2-переход в первое возбужденное состояние, т.е.  $\delta \approx 0$ . В таблице в скобках указан выход  $\sigma(152^\circ)/\sigma(90^\circ)$  в предположении, что спин уровня равен  $4^-$ . В этом случае распад уровня на основное состояние идет путем M4-перехода, вероятность которого должна быть на много порядков ниже (M1+E2)-перехода на первый возбужденный уровень. Из сравнения экспериментального и теоретического выходов следует, что спин уровня, по-видимому, равен 2, как предполагается в работе [9].

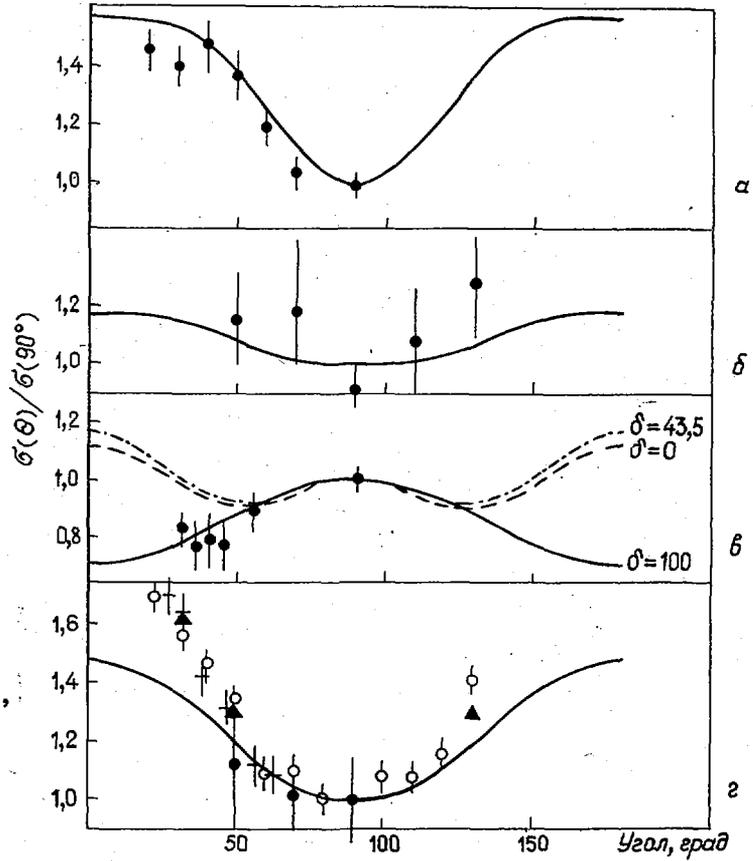


Рис.4. Угловые распределения  $\gamma$ -квантов из реакции  $^{208}\text{Pb}(n, n'\gamma)$  для переходов: а - из второго возбужденного состояния ( $5^-$ ) в первое ( $3^-$ ) с  $E_\gamma = 0,583$  МэВ (E2-переход),  $E_n = 4,1$  МэВ (данные D.Nellis); б - из первого возбужденного состояния ( $3^-$ ) в основное ( $0^+$ ) с  $E_\gamma = 2,61$  МэВ (E3-переход),  $E_n = 14$  МэВ (данные E.Hallett); в - из третьего возбужденного состояния ( $4^-$ ) в первое ( $3^-$ ) с  $E_\gamma = 0,860$  МэВ [(M1+E2)-переходы],  $E_n = 4,5$  МэВ; г - из первого в основное с  $E_\gamma = 2,615$  МэВ,  $E_n = 4,2$  МэВ [данные Debanue(+), N.Boström(●), D.Nellis(▲,○)]

Характеристики уровней

Энергии уровней, кэВ	Отношения вероятностей $\sigma(152^\circ)/\sigma(90^\circ)$		Предполагаемый спин ядра		Энергия налетающих нейтронов, МэВ	Тип электромагнитного перехода
	Эксперимент	Теория	[9]	[6]		
5946,4±1,4	0,82±0,14	0,91	1	(1) <sup>-</sup>	7	E1
5805,0±1,5	0,81±0,12	0,91	1	-	7	E1
5640,5±1,0	1,08±0,07	0,91	(1;2)	(1;2)	7	E1
5511,8±0,8	0,65±0,11	0,92	1	1 <sup>-</sup>	7	E1
5292,1±0,8	0,85±0,08	0,92	1	1 <sup>-</sup>	7	E1
4841,7±0,5	0,83±0,05	0,92	1	1	7; 5,2	E1
4229,5±0,2	1,23±0,07	1,29 (0,99)	2 <sup>-</sup>	(4) <sup>-</sup>	5,2	(M2) <sub>0</sub> 24%+(E2) <sub>1</sub> 76%
4085,37±0,3	1,33±0,07	1,29	2	2 <sup>+</sup>	5,2	E2

Сравнение рассчитанных угловых распределений  $\gamma$ -квантов с экспериментальными данными позволяет сделать следующие выводы:

1. Статистическая модель ядра Хаузера - Фешбаха [1] удовлетворительно описывает опытные данные в широком интервале энергий налетающих нейтронов  $E_n = 3+14$  МэВ.

2. Модельный расчет позволил в некоторых случаях уточнить спектроскопические данные об уровнях ядер и типах электромагнитных переходов. Так, в ядре  $^{208}\text{Pb}$  распад уровня 3475 кэВ на уровень 2615 кэВ осуществляется, по-видимому, путем чистого М1-перехода без 2%-ной примеси Е2-перехода [8], как предполагалось ранее [6]. Относительно уровня 4229,5 кэВ можно сказать, что предполагаемый ранее [6] спин  $4^-$  не приводит к согласованию экспериментального и теоретического выходов в угловом распределении  $\gamma$ -квантов. Уровню надо приписать спин и четность  $2^-$  [9].

3. Вклад прямых процессов и предравновесных состояний в рассматриваемых переходах можно, по-видимому, не учитывать, так как описание по статистической теории вполне укладывается в пределы экспериментальных ошибок.

#### Список литературы

1. Hauser W., Feshbach H. Phys. Rev., 1952, v.87, p.366.
2. Бычков В.М., Возяков В.В., Довбенко А.Г. и др. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1976, вып.19, с.110.
3. Fu C.Y., Perey F.G. ORNL-4765, 1972.
4. Sheldon E., Van Patter D.M. Rev. Mod. Phys., 1966, v.38, p.143.
5. Rao M.N. Nucl. Data (Sheets), 1970, v.3B, N 3-4.
6. Lewis M.B. Ibid., 1971, v.5B, p.243.
7. Benjamin R.W., Buchanan P.S., Morgan I.L. Nucl. Phys., 1966, v.79, p.241; Dickens J.K., Morgan I.L., Perey F.I. Nucl. Sci. and Engng, 1973, v.50, p.311; ORNL-TM-4798, 1972; Lachkar J., Sigand J., Patin Y., Haonot I. Nucl. Phys., 1974, v. A222, p.333; Nucl. Sci. and Engng, 1974, v.55, p.168.
8. Nellis D.O., Morgan I.L., Hudspeth E.L. Phys. Rev., 1974, v.C9, p.1972; Bostrom N.A., Morgan I.L. WADC-TR-5931, 1959; Hallet E., Iensen R. UCRL-5768, 1959.
9. Coope D.F., Hanly I.M., Tripathi S.N., McEllistrem M.T. Phys. Rev., 1979, v. C19, p.1179.
10. Satchler G.R. Phys. Rev., 1954, v.94, p.1304; 1956, v.104, p.1198; 1958, v.111, p.1474(E).

Статья поступила в редакцию 28 июня 1984 г.

УДК 539.171.401

СЕЧЕНИЕ РЕАКЦИИ  $^{87}\text{Sr}(n, n')^{87\text{m}}\text{Sr}$   
ПРИ ЭНЕРГИИ НЕЙТРОНОВ ОТ ПОРОГА ДО 2,2 МэВ.

Ю.Н.Т р о ф и м о в

CROSS-SECTIONS FOR  $^{87}\text{Sr}(n, n')^{87\text{m}}\text{Sr}$  REACTION AT NEUTRON ENERGIES FROM THRESHOLD TO 2,2 MeV. Activation cross-sections for  $^{87}\text{Sr}(n, n')^{87\text{m}}\text{Sr}$  reaction have been measured at 16 neutron energies from threshold to 2,2 MeV. Neutrons were produced by means of the  $^3\text{H}(p, n)^3\text{He}$ -reaction, using Van-de-Graaff accelerator. The measurements were made relative known cross-sections of reaction  $^{115}\text{In}(n, n')^{115\text{m}}\text{In}$ .

Энергетическую зависимость сечения неупругого рассеяния нейтронов ядрами  $^{87}\text{Sr}$  с образованием изомера  $^{87\text{m}}\text{Sr}$  в области энергий нейтронов от порога до 2,2 МэВ не исследовали. Между тем эта реакция наряду с распространенными аналогичными реакциями на изотопах  $^{115}\text{In}$  и  $^{103}\text{Rh}$  может быть использована для детектирования быстрых нейтронов. В этих целях необходимо использовать обогащен-

ный изотоп  $^{87}\text{Sr}$ , поскольку в природной смеси изотопов содержится только 7% изотопа  $^{87}\text{Sr}$ . Обогащение необходимо также и потому, что при облучении образца с природной смесью изотопов идет интерферирующая реакция радиационного захвата нейтронов  $^{86}\text{Sr}$  с образованием аналогичного конечного ядра  $^{87\text{m}}\text{Sr}$ .

В данной работе измерено сечение реакции  $^{87}\text{Sr}(n, n')^{87\text{m}}\text{Sr}$  в диапазоне энергий нейтронов 0,4–2,2 МэВ относительно сечений опорных реакций  $^{115}\text{In}(n, n')^{115\text{m}}\text{In}$ ,  $^{115}\text{In}(n, \gamma)^{116\text{m}}\text{In}$ . Образцы изготавливали прессованием изотопически обогащенного углекислого стронция  $\text{SrCO}_3$  в таблетки диаметром 6 мм. Изотопный состав обогащенного стронция, %:  $91,5 \pm 0,4$   $^{87}\text{Sr}$ ;  $0,92$   $^{86}\text{Sr}$ ;  $7,56$   $^{88}\text{Sr}$ . Таблетку помещали между двумя тонкими склеенными полиэтиленовыми пленками толщиной  $8 \text{ мг/см}^2$ . Облучаемая масса образца в пересчете на  $^{87}\text{Sr}$  составила 10–20 мг.

Для получения нейтронов использовали реакцию  $^3\text{H}(p, n)^3\text{He}$ , реализуемую на электростатическом ускорителе Радиового института им. В. Г. Хлопина. Интегральный поток нейтронов измеряли методом активационных детекторов из  $^{115}\text{In}$ . Два детектора диаметром 6 мм и толщиной 0,2 мм располагали с двух сторон вплотную к образцу. Разность активаций ближнего и дальнего детекторов не превышала 15%. Образцы облучали в течение 1–2 ч под нулевым углом относительно оси пучка на расстоянии 12 мм от источника нейтронов. Контроль выхода нейтронов из мишени осуществляли сцинтилляционным детектором с кристаллом стибьена и интегратором тока.

Для измерения наведенной активности образцов и детекторов потока нейтронов использовали  $\text{Ge}(\text{Li})$ -спектрометр с детектором объемом  $38 \text{ см}^3$  и разрешением 3 кэВ на линии 1332 кэВ. Калибровку детектора осуществляли с помощью набора эталонных  $\gamma$ -нуклидов образцовых спектроскопических  $\gamma$ -источников (ОСГИ) и образцовых  $\gamma$ -источников Всесоюзного научно-исследовательского института метрологии им. Д. И. Менделеева с погрешностью 1–4%. Сечение определяли из соотношения  $\sigma = A / n \Phi$ . Здесь  $n$  – число ядер изотопа;  $\Phi$  – плотность потока нейтронов, определяемая по средней активности детекторов нейтронов, прилегающих к обеим сторонам облучаемого образца;  $A$  – активность, приведенная к моменту времени конца облучения, которую находили из соотношения

$$A = \frac{\lambda K \Sigma}{\rho \varepsilon [1 - \exp(-\lambda t_{\text{обл}})] \exp(-\lambda t_{\text{выд}}) [1 - \exp(-\lambda t_{\text{изм}})]},$$

где  $K$  – поправка на самопоглощение;  $\Sigma$  – число импульсов в фотопике;  $\rho$  – квантовый выход  $\gamma$ -излучения с данной энергией;  $\varepsilon$  – эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов  $\text{Ge}(\text{Li})$ -спектрометром;  $t_{\text{обл}}$ ,  $t_{\text{выд}}$ ,  $t_{\text{изм}}$  – время облучения, выдержки и измерения активности образца соответственно.

Основные характеристики ядер – продуктов исследуемой и опорных реакций приведены в табл. I.

Таблица I

Характеристики ядер – продуктов исследуемой и опорных реакций

Реакция	Период полураспада	$E_{\gamma}$ , кэВ	Квантовый выход, % [1, 2]
$^{87}\text{Sr}(n, n')^{87\text{m}}\text{Sr}$	$2,805 \pm 0,002$ ч	388,3	$84,1 \pm 0,2$
$^{115}\text{In}(n, n')^{115\text{m}}\text{In}$	$4,486 \pm 0,004$ ч	336,25	$45,9 \pm 0,3$
$^{115}\text{In}(n, \gamma)^{116\text{m}}\text{In}$	$54,15 \pm 0,01$ мин	416,98	$33 \pm 1$

Результаты настоящих измерений, а также использованные величины сечений опорных реакций приведены в табл. 2. Вклад реакции радиационного захвата нейтронов  $^{86}\text{Sr}$  в измеряемую активность  $^{87\text{m}}\text{Sr}$  был пренебрежимо малым ввиду малого содержания изотопа  $^{86}\text{Sr}$  в образце. Как видно из табл. 2, при  $E_n = 0,4$  МэВ [порог реакции  $^{87}\text{Sr}(n, n')^{87\text{m}}\text{Sr}$ ] не было обнаружено активации образца, а при  $E_n$  более 0,4 МэВ сечение радиационного захвата нейтронов  $^{86}\text{Sr}$  убывает. Результаты измерений, представленные в колонке 3, получены усреднением величин сечений реакций  $^{87}\text{Sr}(n, n')^{87\text{m}}\text{Sr}$ , измеренных относительно сечений опорных реакций  $(n, \gamma)$  и  $(n, n')$  на  $^{115}\text{In}$  и различающихся между собой не более чем на 5%.

Результаты настоящих измерений можно сравнить с данными Дж.Темперли, проводившим измерения в области энергий 2,2-3,5 МэВ [3]. При  $E_n = 2,2$  МэВ величина сечения, измеренная нами, равна  $(184 \pm 15) 10^{-31} \text{ м}^2$ , что ниже результата Дж.Темперли -  $(286 \pm 34) 10^{-31} \text{ м}^2$ .

Таблица 2

Экспериментально измеренные сечения реакции  $^{87}\text{Sr}(n,n')^{87}\text{mSr}$  и сечения опорных реакций

$E_n, \text{ МэВ}$	$\pm \Delta E_n, \text{ МэВ}$	$\sigma \pm \Delta \sigma, 10^{-31} \text{ м}^2$			$E_n, \text{ МэВ}$	$\pm \Delta E_n, \text{ МэВ}$	$\sigma \pm \Delta \sigma, 10^{-31} \text{ м}^2$		
		$^{87}\text{Sr}(n,n')$	$^{115}\text{In}(n,\gamma)$	$^{115}\text{In}(n,n')$			$^{87}\text{Sr}(n,n')$	$^{115}\text{In}(n,\gamma)$	$^{115}\text{In}(n,n')$
0,4	0,14	0	180	-	1,4	0,10	$70 \pm 6$	166	136
0,5	0,13	$2 \pm 0,5$	183	3,75	1,5	0,10	$124 \pm 9$	160	167
0,6	0,13	$5 \pm 0,5$	188	9	1,6	0,09	$141 \pm 12$	153	189
0,7	0,13	$10 \pm 1$	190	14	1,7	0,09	$168 \pm 14$	145	210
0,8	0,13	$12 \pm 1$	200	23	1,8	0,09	$182 \pm 15$	137	232
0,9	0,12	$13 \pm 2$	195	40	1,9	0,09	$189 \pm 15$	129	246
1,0	0,12	$30 \pm 3$	188	59	2,0	0,08	$188 \pm 15$	121	260
1,1	0,12	$42 \pm 4$	183	90	2,1	0,08	$190 \pm 15$	115	270
1,2	0,11	$54 \pm 4$	178	101	2,2	0,08	$184 \pm 15$	108	280
1,3	0,11	$62 \pm 5$	172	116					

Следует отметить, что в данной работе облучали образцы с массой, в 50-100 раз меньшей, чем в работе [3], что существенно облегчает учет поправок. Поправки на нестационарность потока нейтронов, различие в геометрии, нейтроны, образующиеся по реакции  $(p,n)$  на элементах конструкции мишени, самопоглощение  $\gamma$ -излучения в образце, просчеты анализатора вследствие наложения импульсов фронтами были пренебрежимо малы.

Для оценки величины плотности потока рассеянных нейтронов использовали различный ход зависимости сечения активации  $^{115}\text{In}$  от энергии нейтронов в реакциях  $(n,\gamma)$  и  $(n,n')$ . Сечение радиационного захвата нейтронов уменьшается при увеличении энергии нейтронов, сечение же реакции неупругого рассеяния нейтронов, напротив, быстро увеличивается от порога реакции. Для моноэнергетических нейтронов  $A_{nn'}/A_{n\gamma} = \sigma_{nn'}/\sigma_{n\gamma}$ , где  $A_{nn'}$ ,  $A_{n\gamma}$  - активности насыщения облученного  $^{115}\text{In}$ , измеренные по  $\gamma$ -пикам с поправками на распад, эффективность регистрации, поглощение и квантовый выход;  $\sigma_{nn'}$ ,  $\sigma_{n\gamma}$  - сечения соответствующих реакций при данной энергии нейтронов. При наличии рассеянных нейтронов экспериментальное отношение  $A_{nn'}/A_{n\gamma}$  будет меньше отношения  $\sigma_{nn'}/\sigma_{n\gamma}$ . По величине этого отношения проведена оценка доли плотности потока рассеянных нейтронов от общей плотности потока нейтронов (она составила  $3 \pm 1\%$ ).

Статистическая погрешность измерения активности составила 0,5-2%. Суммарная погрешность измеренных сечений указана в табл.2 и определяется в основном погрешностью опорного сечения реакций  $(n,\gamma)$  и  $(n,n')$  на  $^{115}\text{In}$ , которая составляет 8-10%. Там же приведен и характерный разброс в энергии нейтронов, который обусловлен энергетическими потерями протонов в титан-третиевых мишенях и телесным углом образца относительно источника нейтронов.

#### Список литературы

1. Гусев Н.Г., Дмитриев П.П. Квантовое излучение радиоактивных нуклидов. М.: Атомиздат, 1977.
2. BNL/NCS-50446, ENDF/B-IV Dosimetry File. N.Y., 1975.
3. Temperley J.K. Nucl. Sci. and Engng, 1968, v.32, p.195-200.

Статья поступила в редакцию 10 июня 1983 г.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ ИНДЕКС РАБОТ,  
ПОМЕЩЕННЫХ В НАСТОЯЩЕМ ВЫПУСКЕ, В МЕЖДУНАРОДНОЙ СИСТЕМЕ СИНДА

Element		Quantity	Laboratory	Work-tupe	Energy (ev)		Page	COMMENTS
S	A				min	max		
FE	56	DNG	KUR	THEØ	3.1+6	1.4+7	72	DZUBA+, LJGAM ANG DIST, H-F CALC, TBL
SR	87	DIN	RI	EXPT	4.0+5	2.2+6	76	TRØFIMØV+, SR87(N,N')SR87META, SIG, TBL
ZR	90	TØT	IJI	EXPT	2.0+6	4.0+6	69	FEDØRØV+, TØF, TRANS, TBL, GRPH
ZR	91	TØT	IJI	EXPT	2.0+6	4.0+6	69	FEDØRØV+, TØF, TRANS, TBL, GRPH
ZR	92	TØT	IJI	EXPT	2.0+6	4.0+6	69	FEDØRØV+, TØF, TRANS, TBL, GRPH
NB	93	SIN	FBI	REVW	3.0+4	2.0+7	18	KØTEL'NIKØVA+, SIG, GRPH
NB	93	DIN	FBI	REVW	3.0+4	6.0+6	18	KØTEL'NIKØVA+, SIG, EXCIT FN, GRPH
NB	93	N2N	FBI	REVW	9.0+6	2.0+7	18	KØTEL'NIKØVA+, SIG, GRPH
NB	93	NXN	FBI	REVW	1.7+7	2.1+7	18	KØTEL'NIKØVA+, SIG, N2N, GRPH
NB	93	DIN	FBI	REVW	6.2+6	-	18	KØTEL'NIKØVA+, N-SPEC, GRPH
NB	93	NEM	FBI	REVW	1.4+7	2.0+7	18	KØTEL'NIKØVA+, N-SPEC, GRPH
ZR	94	TØT	IJI	EXPT	2.0+6	4.0+6	69	FEDØRØV+, TØF, TRANS, TBL, GRPH
PB	208	DNG	KUR	THEØ	3.1+6	1.4+7	72	DZUBA+, GAM ANG DIST, H-F CALC, TBL
TH	232	NU	FBI	EVAL	1.0+6	1.5+7	24	MALINØVSKIJ+, NUBAR, ANAL EXPTS, TBL
U	235	RES	FBI	EVAL	1.0+2	2.2+4	35	VAN'KØV+, AVG, WG, WF FROM TRANS, TBL
U	235	TØT	FBI	EXPT	2.2+2	2.2+4	35	VAN'KØV+, TRANSMISSION, GRPH
U	235	STF	FBI	EVAL	2.2+2	2.2+4	35	VAN'KØV+, SO, S1, D FROM TRANS, TBL
U	235	PØT	FBI	EVAL	2.2+2	2.2+4	35	VAN'KØV+, SCAT RAD FROM TRANS, TBL
U	236	NU	FBI	EVAL	2.5-2	1.5+7	24	MALINØVSKIJ+, NUBAR, ANAL EXPTS, TBL
NP	237	NU	FBI	EVAL	2.5-2	1.5+7	24	MALINØVSKIJ+, NUBAR, ANAL EXPTS, TBL
U	238	NU	FBI	EVAL	2.5-2	2.0+7	24	MALINØVSKIJ+, NUBAR, ANAL EXPTS, TBL
CF	252	NVY	MIF	EXPT	SPØN	-	66	BUGRØV+, CUM YLD, FRAG HL < 3M, CFD, TBL
CF	252	SFN	RI	EVAL	SPØN	-	41	BOJKØV+, SPEC(0.01-20MEV), CFD EXPTS
CF	252	SFN	FBI	EXPT	SPØN	-	58	SEREGINA+, SPEC(0.7-8MEV) FOR 10 ANG8

Редактор Г. В. Зубова  
Технический редактор С. И. Халиллулина  
Корректоры М. А. Макеева, Е. М. Спиридонова

---

Подписано в печать 27.03.85.	Т-07594.	Формат 60x84 1/8.
Печать офсетная. Печ. л. 11,0.	Уч.-изд. л. 10,0.	Тираж 338 экз.
Индекс 3645.	II статей.	Зак. тип. № 343

---

Отпечатано в ЦНИИАтоминформе  
127434, Москва, аб/яц 971

УДК 539.172.4:539.125.523.5

АНАЛИТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ И ДЛИН ПРОБЕГА НЕЙТРОНОВ В ВОЗДУХЕ/Г.Я.Труханов, Х.Ш.Абдуллаев, И.И.Маглеванный. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1985, вып.1,с.3-14.

Представлены результаты аппроксимации сечений и длин пробега нейтронов в воздухе в области энергий  $1,0-10^5$  эВ. Указаны погрешности аппроксимаций и даны рекомендации по их использованию. В частности, установлено, что длина пробега нейтронов (в метрах) в воздухе может быть описана функцией  $21,433+0,070338 \sqrt{E}$  с погрешностью, не выходящей за пределы погрешностей оцененных данных для азота. Получена аппроксимация для микроскопического сечения рассеяния нейтронов на азоте, которую рекомендуется использовать в файлах нейтронных данных для азота. Изучены возможности одно-нуклидных моделей воздуха и высказаны соображения по их эффективному использованию в теории переноса нейтронов. Представленные результаты будут способствовать развитию аналитических методов решения кинетического уравнения в тяжелых средах, а также расчетных схем и алгоритмов, ориентированных на исследование полей нейтронов в воздухе (рис.2, табл.7, список лит. - 12 назв.).

УДК 539.125:523.43

КОНСТАНТНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ РАСЧЕТОВ ПЕРЕНОСА ИЗЛУЧЕНИЙ С УЧЕТОМ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ/В.Л.Мазанов, Е.В.Плетников, В.Ф.Хохлов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1985, вып.1,с.14-18.

Описывается структура библиотеки групповых ядерных констант ОБРАЗ-ФНФ, позволяющая формировать макроскопические сечения для проведения расчетов переноса  $\mu$ -нейтронного излучения с учетом фотонейтронных реакций (рис.2, табл.1, список лит. - 8 назв.).

УДК 539.172.4

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ И ОЦЕНЕННЫЕ ДАННЫЕ О СЕЧЕНИЯХ РЕАКЦИЙ  $(n,n')$ ,  $(n,2n)$  и  $(n,3n)$  НА  $^{93}\text{Nb}$ /Г.В.Котельникова, Г.Н.Ловчикова, О.А.Сальников, С.П.Симаков. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1985, вып.1,с.18-24.

Проведены компиляция и анализ экспериментальных данных о сечениях реакций  $(n,n')$ ,  $(n,2n)$  и  $(n,3n)$  на  $^{93}\text{Nb}$ . Экспериментальные результаты сравниваются с оцененными данными из библиотек INDL/V, ENDF/B-IV, ENDF. Сделан вывод, что наиболее точно экспериментальные результаты описываются данными из библиотеки INDL/V. Исключения составляют сечения реакции  $(n,2n)$  и высокоэнергетическая часть спектров нейтронов эмиссии, которые в связи с последними экспериментами требуют переоценки (рис.5, список лит. - 42 назв.).

УДК 539.173

ОЦЕНКА ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЗАВИСИМОСТИ СРЕДНЕГО ЧИСЛА МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ  $\bar{\nu}_p$  ПРИ ДЕЛЕНИИ  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{236}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$  И  $^{237}\text{Np}$  НЕЙТРОНАМИ/ В.В.Малиновский, М.З.Тараско, Б.Д.Кузьминов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1985, вып.1, с. 24-35.

Предложен метод оценки энергетической зависимости  $\bar{\nu}_p$  при делении ядер нейтронами. Оценка проведена для энергий нейтронов от порога деления до 15 МэВ (в случае  $^{238}\text{U}$  до 20 МэВ). Для описания  $\bar{\nu}_p$  применена кусочно-линейная функция. Данные каждого автора описаны выбранной моделью. Окончательная оценка получена методом наименьших квадратов с учетом случайных и систематических погрешностей экспериментов. Из наборов экспериментальных данных для  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{236}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$  были получены оценки энергетической зависимости величины  $\bar{\nu}_p$ . Для  $^{237}\text{Np}$  обсуждается использование ковариационных матриц данных. В случаях  $^{236}\text{U}$  и  $^{238}\text{U}$  проведена экстраполяция полученных оценок за пределы диапазона энергий нейтронов, для которого имеются экспериментальные данные (рис.4, табл.2, список лит. - 35 назв.).

УДК 539.17.013

ИЗМЕРЕНИЕ ФУНКЦИЙ ПРОПУСКАНИЯ, ОЦЕНКА СРЕДНИХ РЕЗОНАНСНЫХ ПАРАМЕТРОВ И ГРУППОВЫХ КОНСТАНТ  $^{235}\text{U}$  В ОБЛАСТИ НЕРАЗРЕШЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ/А.А.Ваньков, Л.С.Гостева, В.Ф.Украинцев и др. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1985, вып.1, с. 35-41.

Проведен анализ данных по средним сечениям и экспериментальным функциям пропускания и самоиндикации  $^{235}\text{U}$  с использованием многоуровневого формализма. Получена новая оценка средних резонансных параметров и групповых констант  $^{235}\text{U}$  в области энергий нейтронов 0,1-21,5 кэВ (рис.2, табл.5, список лит. - 12 назв.).

УДК 539.173.84.164

ОЦЕНКА ФОРМЫ СПЕКТРА МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ СПОНТАННОГО ДЕЛЕНИЯ  $^{252}\text{Cf}$ /Г.С.Бойков, В.И.Юевич. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1985, вып.1, с. 41-57.

Выполнена оценка формы энергетического распределения мгновенных нейтронов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$  в области энергий 0,001-20 МэВ. В качестве исходной информации выбраны результаты пяти работ, выполненных методом времени пролета, которые отличаются прецизионностью. Кроме того, были учтены результаты интегральных измерений для девяти реакций, что позволило уточнить функцию формы спектра в области наибольшей ее неопределенности выше 4 МэВ. Разработанная процедура оценки, реализующая обобщенный метод наименьших квадратов, позволила построить ковариационную матрицу оцененного спектра. Оцененная функция формы спектра  $\mu(E)$  имеет погрешность менее +5% в области энергий 0,01-15 МэВ и не более +2% в области энергий 0,5-8 МэВ. На основе оцененных значений функции  $\mu(E)$  и ее ковариационной матрицы рассчитана средняя энергия энергетического распределения нейтронов  $^{252}\text{Cf}$  [ $\bar{E} = 2,1214 \pm 0,0122$  МэВ ( $\sigma^2 \bar{E} = 0,575\%$ )]. Полученная форма спектра сравнивается с различными экспериментальными и теоретическими представлениями (рис.6, табл.9, список лит. - 61 назв.).

УДК 539.173

УГЛОВЫЕ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НЕЙТРОНОВ СПОНТАННОГО ДЕЛЕНИЯ  $^{252}\text{Cf}$ / Е.А.Серёгина, П.П.Льяченко. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1985, вып.1, с. 58-66.

Описываются методика измерений энергетических распределений нейтронов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$  с помощью однокристалльного спектрометра протонов отдачи и методика восстановления спектров нейтронов из аппаратурных распределений с учетом реалистической функции отклика спектрометра. Приводятся полученные энергетические спектры нейтронов для десяти углов между направлением движения нейтронов и осью разлета осколков ( $3^\circ, 10^\circ, 20^\circ, \dots, 90^\circ$ ) в диапазоне энергий 0,7-8,1 МэВ. Сравнение полученных результатов с данными других авторов показало, что картина углового и энергетического распределений нейтронов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$  несколько отличается от ранее установленной. Особенно это касается углов между направлением разлета осколков и нейтронов, близких к  $0^\circ$  и  $90^\circ$  (рис.6, табл.1, список лит. - 11 назв.).

УДК 539.173.4

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЫХОДОВ КОРОТКОЖИВУЩИХ ( $T_{1/2} < 3$  мин) ПРОДУКТОВ СПОНТАННОГО ДЕЛЕНИЯ  $^{252}\text{Cf}$ / В.П.Бугрова, А.А.Бялко, Н.Г.Волкова и др./Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1985, вып.1, с.66-69.

Методом  $\beta$ -спектрометрии получены кривые распада продуктов деления  $^{252}\text{Cf}$ , на основе которых определены величины выходов. Доставка образцов к детектору и накопление спектров осуществлялись автоматически по задаваемой программе, обработка спектров и кривых распада - с помощью ЭВМ. Определены кумулятивные выходы для девяти нуклидов и независимые выходы для четырех нуклидов (табл.3, список лит. - 13 назв.).

УДК 539.172

ПОЛНЫЕ НЕЙТРОННЫЕ СЕЧЕНИЯ ИЗОТОПОВ ЦИРКОНИЯ/М.Б.Федоров, В.Д.Овдиенко, Г.А.Сметанин и др./Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1985, вып.1, с. 69-71.

Получены полные нейтронные сечения изотопов  $^{90-92,94}\text{Zr}$  в области энергий 2-4 МэВ. Полные сечения и нейтронные силовые функции удовлетворительно описываются в рамках обобщенной оптической модели с преимущественным поглощением в однофоновых каналах (рис.1, табл.2, список лит. - 9 назв.).

УДК 539.170.015

РАСЧЕТ УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ  $\gamma$ -КВАНТОВ ИЗ РЕАКЦИИ  $(n, n' \gamma)$  НА ЯДРАХ  $^{56}\text{Fe}$  И  $^{208}\text{Pb}$  / Б.М. Дзюба, Л.М. Лазарев, И.Н. Парамонова, М.В. Савин. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1985, вып. I, с. 72-76.

По статистической модели ядра проведены расчеты угловых распределений  $\gamma$ -квантов из реакции  $(n, n' \gamma)$  на ядрах  $^{56}\text{Fe}$  и  $^{208}\text{Pb}$  при энергиях налетающих нейтронов от порога возбуждения первого уровня ядра-мишени до 14 МэВ. Сравнение расчетов с экспериментальными данными сделано для реакции  $(n, n' \gamma)$ . Уточнены спектроскопические характеристики некоторых уровней ядра  $^{208}\text{Pb}$ , его тип и мультипольности электромагнитных переходов между уровнями (рис. 4, табл. I, список лит. - 10 назв.).

УДК 539.171.401

СЕЧЕНИЕ РЕАКЦИИ  $^{87}\text{Sr}(n, n')^{87\text{m}}\text{Sr}$  ПРИ ЭНЕРГИИ НЕЙТРОНОВ ОТ ПОРОГА ДО 2,2 МэВ / Ю.Н. Трофимов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1985, вып. I, с. 76-78.

В настоящее время нет данных о величинах сечений неупругого рассеяния нейтронов на  $^{87}\text{Sr}$  в диапазоне энергий нейтронов от порога до 2,2 МэВ. В данной работе методом активации измерено сечение неупругого рассеяния с образованием изомера  $^{87\text{m}}\text{Sr}$  на обогащенном до 91,5% изотопе  $^{87}\text{Sr}$ . Нейтроны получали при реакции  $^3\text{H}(p, n)^3\text{He}$  на твердой титан-титановой мишени на электростатическом ускорителе. Сечения измеряли относительно известных сечений реакции  $(n, n')$  на  $^{115}\text{In}$ .  $\gamma$ -Активность  $^{87\text{m}}\text{Sr}$  и  $^{115\text{m}}\text{In}$  измеряли Ge(Li)-спектрометром, прокалиброванным эталонными  $\gamma$ -источниками (табл. 2, список лит. - 3 назв.).

1 р. 50 к.

Индекс 3645

Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы, 1985, вып. I, с. I-80.