

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:
Ядерные константы

ВЫПУСК

1 (36)

1980

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

Серия: Ядерные константы

Выпуск 1 (36)

Москва 1980

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

СОДЕРЖАНИЕ

Бергман А.А., Колосовский А.Г., Кузнецов С.П., Медведев А.Н., Самсонов А.Е., Толстиков В.А. Измерения сечений деления и отношения сечений деления для ^{239}Pu и ^{235}U в области энергий нейтронов 100 эВ - 50 кэВ	3
Остапенко Ю.Б. Каналовый анализ фотоделения ^{236}U и ^{238}U	12
Иванов В.И., Толстиков В.А. Радиационный захват нейтронов ^{240}Pu на спектрах активной зоны реактора БР-5	26
Вертебный В.П., Гнидак Н.Л., Гребнев А.В., Кирилук А.Л., Новоселов Г.М., Павленко Е.А., Трофимова Н.А. Определение оптических длин рассеяния и силовых функций S_0 изотопов $^{151,153}\text{Eu}$, ^{165}Ho , $^{166-168,170}\text{Er}$, ^{197}Au и ^{238}U	32
Иванов В.И., Маркелов И.П., Толстиков В.А. Сравнение экспериментальных данных по радиационному захвату нейтронов некоторыми трансактиновыми изотопами при облучении в реакторе БР-5 с расчетами по новым сис- темам групповых констант	52
Бычков В.М., Возяков В.В., Манохин В.Н., Смолл Ф., Реснер П., Зеслигер Д., Хермсдорф Д. Сравнительный анализ нейтронных сечений железа из различных библиотек оцененных данных	65
Тебин В.В., Юдкевич М.С. Учет энергетической зависимости плотности столкновений, обусловленной резонансным рассеянием, при расчете групповых сечений	81
Библиографический индекс работ, помещенных в настоящем выпуске, в Международной системе СИИДА	89
Требования к авторским текстам, поступающим для издания в научно-техническом сборнике "Вопросы атомной науки и техники"	90

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Главный редактор **О.Д.КАЗАЧКОВСКИЙ**

НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

Зам. главного редактора **Л.Н.УСАЧЕВ**

П.П. Благоволин, В.П. Вертебный, В.Я. Головня, Ю.С. Замятин, Ю.А.Казанский,
С.С. Коваленко, В.Е. Колесов, В.А. Коньшин, Б.Д.Кузьминов, В.Н. Манохин,
В.И. Матвеев, В.И. Мостовой, Г.В. Мурадян, М.Н. Николаев, Э.Е. Петров,
Ю.П. Попов, Г.Я. Труханов, О.А. Сальников, С.И. Сухоручкин, Г.Е. Шаталов,
Г.Б. Яньков, Г. Б. Ярына, М.С. Юткевич

**КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА
И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ**

Зам. главного редактора **А.Г.ЗЕЛЕНКОВ**

Б.Я. Гужовский, П.П. Дмитриев, Б.С. Ишханов, Е.Г. Копанец, Ю.В.Сергеенков,
Ю.В. Хольнов, Н.П. Чижова, Ф.Е. Чукреев

Ответственный секретарь **Д.А. КАРДАШЕВ**



Центральный научно-исследовательский институт
информации и технико-экономических исследований
по атомной науке и технике (ЦНИИАтоминформ), 1980

УДК 539.173.4

ИЗМЕРЕНИЯ СЕЧЕНИЙ ДЕЛЕНИЯ И ОТНОШЕНИЯ СЕЧЕНИЙ ДЕЛЕНИЯ ДЛЯ ^{239}Pu И ^{235}U
В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ НЕЙТРОНОВ 100 эВ - 50 кэВ

А.А. Бергман, А.Г. Колосовский, С.П. Кузнецов, А.Н. Медведев,
А.Е. Самсонов, В.А. Толстиков

MEASUREMENT OF THE FISSION CROSS-SECTIONS OF ^{239}Pu , ^{235}U
AND THE RATIO OF THIS CROSS-SECTIONS FOR NEUTRONS WITH
ENERGIES FROM 100 eV to 50 keV. The relative energy dependence of the ^{239}Pu , ^{235}U fission cross-section have been measured with respect to the $^{10}\text{B}(n, \alpha)$ reaction spectrometer of the Pb moderation-time method was used. The fission events from fission chambers were registered simultaneously to have maximum accuracy for the ratio ^{239}Pu to ^{235}U fission cross-sections. The energy dependence of the cross-sections and the ratio of the cross-sections are normalized using the will thermalized neutron spectrum obtained in a graphite prism.

Методика измерений

Методика измерений сечений деления и отношения сечений деления для ^{239}Pu и ^{235}U более подробно описана ранее [1, 2]. Отметим только наиболее существенные части этой методики.

Измерения проводились в изотропном нейтронном поле, создаваемом в объеме свинцового куба в результате замедления нейтронов, генерируемых на тритиевой мишени пучком дейтронов длительностью 0,5 мкс и с частотой около 500 Гц. Зависимость средней энергии нейтронов от времени замедления описывается соотношением

$$\bar{E} = \frac{183}{(t + 0,3)^2} \text{ кэВ,}$$

где t - время замедления, мкс. При этом энергетическое распределение нейтронов удовлетворительно описывается функцией Гаусса [1]. Соответствующая относительная ширина функции распределения на половине высоты

$$\frac{\tau_E}{\bar{E}} = \left[\left(\frac{\tau_{E_0}}{\bar{E}_0} \right)^2 \frac{\bar{E}}{\bar{E}_0} + (0,34)^2 \left(1 - \frac{\bar{E}}{\bar{E}_0} \right) \right]^{1/2},$$

где $\frac{\tau_{E_0}}{\bar{E}_0} = 0,5$ при $E_0 = 30$ кэВ [3].

При малых временах замедления происходит уширение спектра за счет длительности нейтронной вспышки Δt , равной 0,5 мкс^x, на величину

$$\frac{\tau_E}{\bar{E}}(\Delta t) = \frac{2\Delta t}{(t+0,3)} = \sqrt{\frac{\bar{E}}{183}}.$$

В этом случае полная относительная ширина спектра на половине высоты

^x Длительность временного канала анализатора составляет 0,25 мкс с последующим удвоением через каждые 32 канала (общее число каналов 256).

$$\frac{(\tau_E)_{\text{полн}}}{\bar{E}} = \left[\left(\frac{\tau_E}{\bar{E}} \right)^2 + \left(\frac{\tau_E(\Delta t)}{\bar{E}} \right)^2 \right]^{1/2}$$

При больших временах замедления, т.е. при $\bar{E}_n \ll \bar{E}_0$, ширина спектра стремится асимптотически к величине, равной 34%.

Нормировочные измерения проводили в графитовой призме размером 120x60x100 см³ с полостью 20x20x40 см³. Для этого призму придвигали вплотную к свинцовому кубу. Проникающие из куба в графитовую призму нейтроны полностью термализовались в ней через 1600 мкс после начала замедления [2]. При этом длительность нейтронной вспышки была равна 2 мкс и частота вспышек около 160 Гц. Для нормировки взяты рекомендованные тепловые сечения, исправленные с помощью факторов Весткотта на отклонение сечений от закона $1/v$ в области максвелловского спектра (табл.1).

Таблица 1

Рекомендованные при нормировке тепловые сечения деления

Изотоп	σ_f (2200 м/с), б	Фактор Весткотта	σ_f (исправленное), б
²³⁹ Pu	742,0 ± 2,1 [4]	1,052 [5]	780,6
²³⁵ U	585,7 ± 1,1 [4]	0,977 [5]	572,6

Детекторы

Для регистрации осколков деления служили две идентичные ионизационные камеры, содержащие слои ²³⁹Pu (20 мг) и ²³⁵U (40 мг) и расположенные в одном общем объеме. Слои насены на тонкие алюминиевые цилиндры диаметром 30 мм и длиной 45 мм, которые через каждые 7 мм длины имели поперечные ребра высотой 1 мм. Подобная геометрия соблюдалась также для собирающих электродов диаметром 35 мм с той лишь разницей, что их поперечные ребра тоже высотой 1 мм были направлены внутрь слоев и располагались между ребрами внутреннего электрода. Такая геометрия позволила значительно уравнять длины треков от осколков деления и α -частиц распада и тем самым надежно выделить импульсы от осколков деления на фоне импульсов от α -частиц для ²³⁹Pu. В результате фон α -частиц в измерениях отсутствовал.

Объем камер заполняли смесью аргона + 50% метана с давлением 2 атм ($2 \cdot 10^5$ Па). Время собирания зарядов на электродах не превышало 35 нс. Для измерения энергетической зависимости нейтронного потока в свинцовом кубе использовали стандартный борный счетчик СМ-20 и в графитовой призме - счетчик СМ-3.

Режим измерений с борными счетчиками выбирали исходя из условий, при которых эффективность регистрации актов реакции $^{10}\text{B}(n, \alpha)$ не зависела от энергии нейтронов и не считались бы атомы отдачи от нейтронов, возникающие в газе счетчика. В условиях данного эксперимента при максимальных импульсах со счетчика от реакции $^{10}\text{B}(n, \alpha)$ величиной около $1/v$ атомы отдачи переставали регистрироваться при пороге регистрации в 0,1 В. Рабочий порог регистрации составлял 0,16 В. Для него изменение эффективности регистрации актов реакции в диапазоне 0-50 кэВ было меньше 0,2%.

Измерения и обработка результатов

В эксперименте с помощью камер деления одновременно измеряли интенсивности счета осколков деления ²³⁹Pu и ²³⁵U (соответственно J_f^9 и J_f^5). Борным счетчиком измеряли интенсивность счета актов реакции $^{10}\text{B}(n, \alpha) - J_B$. Сечения деления и их отношения получали из выражения

$$\sigma_f(\bar{E}) = A \frac{J_f(\bar{E})}{J_B(\bar{E})} \frac{1 + \gamma(\bar{E})}{\sqrt{\bar{E}} (1 + \delta(\bar{E}))}$$

где $1 + \delta(\bar{E})$ - поправка, обусловленная разрешением спектрометра; $1 + \gamma(\bar{E})$ - поправка на отклонение сечения реакции $^{10}\text{B}(n, \alpha)$ от закона $1/v$ [6]; А и В - нормировочные коэффициенты.

Структура поправок и погрешностей измерений

В проведенных измерениях учитывались следующие поправки и погрешности:

1. Среднеквадратичная ошибка для основных определяемых величин $J_f(\bar{E})/J_B(\bar{E})$ и $J_f^9(\bar{E})/J_f^5(\bar{E})$, которая не превышала 1,5% для отдельных временных каналов и обусловлена в основном статистическим разбросом (90%).
 2. Погрешность нормировки, которая вместе с ошибками опорных тепловых сечений (см. табл. 1) равна 0,7% для сечений деления ^{239}Pu и ^{235}U и их отношений.
 3. Точная поправка в сечениях деления и их отношениях на нейтроны, оставшиеся от предыдущих циклов, не превышавшая 2%.
 4. Погрешность, обусловленная генерацией фоновых нейтронов в моменты времени, близкие к времени нейтронной вспышки. Для сечений и отношений сечений деления при энергии нейтронов около 15-5 кэВ она максимальна (0,3%). При меньших энергиях эта погрешность существенно меньше.
 5. Погрешность, связанная с увеличением эффективности регистрации реакции $^{10}\text{B}(n, \alpha)$ для более быстрых нейтронов, которая не превышала 0,2% при средней энергии нейтронов около 50 кэВ.
 6. Поправка на поглощение нейтронов в материалах детекторов (0,6%), которая вводилась в сечения деления из-за поглощения в тепловой области в газе счетчика СММ-3. Поглощение в других конструкционных материалах детекторов вносит в сечения деления погрешность, равную 0,2-0,3%, и в отношения сечений деления погрешность, равную 0,1%.
 7. Поправка на отклонение сечения реакции $^{10}\text{B}(n, \alpha)$ от закона $1/v$ согласно работе [6]. Эта поправка максимальна (4%) для энергий нейтронов 15-30 кэВ и уменьшается до 0,5% при энергиях нейтронов около 100 эВ.
 8. Погрешность в определении времени регистрации событий, определяемая в основном быстродействием детекторов. Для камер с ^{239}Pu и ^{235}U эта неточность составляет $\pm 0,02$ мкс и для борного счетчика $\pm 0,03$ мкс, что дает погрешность при определении сечений делений 1,8% для энергий нейтронов около 50 кэВ. С уменьшением энергии нейтронов эта погрешность становится ничтожно малой.
 9. Погрешность в определении средней энергии нейтронов. Зависимость этой энергии от времени замедления определена в работе [1] с точностью 3%. Так как в выражение для определения сечений деления входит величина $1/\sqrt{E}$, то погрешность в сечении деления тем больше, чем больше энергетический ход сечения отличается от хода $1/\sqrt{E}$. Максимальная погрешность, обусловленная погрешностью в энергии, для сечения деления ^{239}Pu не превышает 2%, для сечения деления ^{235}U - 1,5%, для их отношений - 2%.
 10. Поправки на разрешение спектрометра, введенные в сечения деления и их отношения только для областей энергий нейтронов, где сечения деления меняются с изменением энергии плавно и аппроксимируются выражением E^{-P} . В этом случае $\delta(\bar{E}) \approx \frac{1}{2}(P^2 - 0,25) \frac{1}{8 \ln 2} \frac{(T_E)_{\text{полн}}}{\bar{E}}$. Для сечений деления ^{235}U поправки введены в области энергий 1-50 кэВ, для ^{239}Pu - в области 3-50 кэВ, для их отношений - в области 3-50 кэВ.
- Значения поправок для некоторых энергетических точек представлены в табл. 2. Погрешность приведенных поправок равна 0,3%. Поправки для промежуточных значений энергий с той же точностью получают путем экстраполяции.

Таблица 2

Значения поправок на разрешение спектрометра для сечений деления и их отношений

Поправки	Энергия нейтронов, кэВ							
	50	40	30	20	15	5	3	1
$1/[1 + \delta^9(\bar{E})]$ для сечений деления ^{239}Pu	1,013	1,011	1,009	1,005	1,005	1,002	1,001	-
$1/[1 + \delta^5(\bar{E})]$ для сечений деления ^{235}U	1,011	1,009	1,007	1,003	1,003	1	1	1,002
$[1 + \delta^5(\bar{E})]/[1 + \delta^9(\bar{E})]$ для отношений сечений деления ^{239}Pu и ^{235}U	1,002	1,002	1,002	1,002	1,002	1,002	1,001	-

Результаты измерений

Окончательные результаты измерения сечений деления и их погрешностей приведены в табл.3-7.

В табл.3 даны значения сечений деления ^{239}Pu и ^{235}U и их отношений для энергий нейтронов 100 эВ - 50 кэВ и их погрешности:

- $\varepsilon_{\sigma_f} (J_f/J_B)$, $\varepsilon_{\sigma_f/\sigma_f} (J_f^9/J_f^5)$ - среднеквадратичные относительные погрешности сечений деления и их отношений, определяемые погрешностями непосредственно измеряемых величин J_f/J_B и J_f^9/J_f^5 ;

- $(\varepsilon_{\sigma_f})_{\text{полн}}$ и $(\varepsilon_{\sigma_f/\sigma_f})_{\text{полн}}$ - полные среднеквадратичные относительные погрешности сечений деления и их отношений, включающие указанные выше погрешности.

В табл.4 приведены средние значения сечений деления для ^{239}Pu и ^{235}U и их отношений (результат усреднения данных настоящей работы в стандартных энергетических интервалах). Усреднение проводили по формулам

$$\bar{\sigma}_f(\bar{E}) = \frac{1}{\bar{E}_2 - \bar{E}_1} \int_{\bar{E}_1}^{\bar{E}_2} \sigma_f(\bar{E}) d\bar{E};$$

$$\left[\frac{\bar{\sigma}_f(^{239}\text{Pu})}{\bar{\sigma}_f(^{235}\text{U})} \right] = \frac{1}{\bar{E}_2 - \bar{E}_1} \int_{\bar{E}_1}^{\bar{E}_2} \left[\frac{\sigma_f^9(\bar{E})}{\sigma_f^5(\bar{E})} \right] d\bar{E}.$$

Структура ошибок, приведенных в табл.4, та же, что и в табл.3.

Таблица 3

Значения сечений деления и их отношений для ^{239}Pu и ^{235}U

E_n , кэВ	$\sigma_f(^{239}\text{Pu})$,	$\varepsilon_{\sigma_f}(J_f/J_B)$,	$(\varepsilon_{\sigma_f})_{\text{полн}}$,	$\sigma_f(^{235}\text{U})$,	$\varepsilon_{\sigma_f}(J_f/J_B)$,	$(\varepsilon_{\sigma_f})_{\text{полн}}$,	$\frac{\sigma_f(^{239}\text{Pu})}{\sigma_f(^{235}\text{U})}$	$\varepsilon_{\sigma_f/\sigma_f}(J_f^9/J_f^5)$,	$(\varepsilon_{\sigma_f/\sigma_f})_{\text{полн}}$,
	б	%	%	б	%	%		%	%
49,1	1,487	0,60	2,1	1,766	0,4	1,8	0,843	0,7	1,6
38,5	1,496	0,70	2,1	1,852	0,4	1,7	0,808	0,8	1,6
31,0	1,534	0,7	2,0	1,970	0,5	1,5	0,779	0,8	1,6
25,5	1,548	0,8	1,9	2,052	0,5	1,5	0,755	0,9	1,4
21,3	1,591	0,8	1,6	2,188	0,5	1,3	0,727	0,9	1,4
18,1	1,668	0,9	1,6	2,261	0,5	1,2	0,737	1,0	1,3
15,6	1,745	0,9	1,6	2,481	0,5	1,3	0,703	1,0	1,6
13,5	1,764	1,0	1,7	2,533	0,5	1,2	0,696	1,0	1,3
11,9	1,835	1,0	1,6	2,674	0,6	1,2	0,687	1,1	1,5
10,5	1,866	1,0	1,6	2,800	0,6	1,2	0,667	1,1	1,5
9,32	1,966	1,0	1,7	2,870	0,6	1,3	0,685	1,1	1,6
8,36	2,009	1,1	1,7	3,098	0,6	1,3	0,649	1,2	1,6
7,53	2,116	1,1	1,6	3,179	0,6	1,2	0,666	1,2	1,6
6,82	2,182	1,1	1,6	3,314	0,6	1,2	0,659	1,2	1,6
6,21	2,269	1,1	1,6	3,476	0,6	1,2	0,653	1,5	1,6
5,67	2,345	1,2	1,6	3,627	0,6	1,1	0,647	1,5	1,6
5,20	2,422	1,2	1,6	3,844	0,6	1,1	0,630	1,3	1,6
4,79	2,515	1,2	1,6	3,957	0,6	1,1	0,636	1,3	1,6
3,43	2,968	0,9	1,5	4,704	0,5	1,1	0,632	0,9	1,6
3,01	3,285	0,9	1,6	5,015	0,6	1,1	0,656	0,9	1,6
2,66	3,442	0,9	1,6	5,308	0,6	1,1	0,649	1,0	1,6
2,36	3,591	1,0	1,8	5,610	0,6	1,1	0,641	1,0	1,8
2,12	3,612	1,0	2,0	5,924	0,6	1,1	0,610	1,0	2,0

Продолжение табл. 3

E _n , кэВ	$\sigma_f(^{239}\text{Pu})$,	$\epsilon_{\sigma_f}(J_f/J_B)$,	$(\epsilon_{\sigma_f})_{\text{полн}}$,	$\sigma_f(^{235}\text{U})$,	$\epsilon_{\sigma_f}(J_f/J_B)$,	$(\epsilon_{\sigma_f})_{\text{полн}}$,	$\frac{\sigma_f(^{239}\text{Pu})}{\sigma_f(^{235}\text{U})}$	$\epsilon_{\sigma_f}/\sigma_f(J_f^9/J_f^5)$,	$(\epsilon_{\sigma_f}/\sigma_f)_{\text{полн}}$,
	б	%	%	б	%	%		%	%
I,9I	3,757	I,0	I,5	6,296	0,6	I,I	0,597	I,I	I,4
I,72	3,970	I,0	I,8	6,640	0,6	I,I	0,598	I,I	I,8
I,57	4,350	I,0	2,0	6,954	0,6	I,I	0,626	I,I	2,0
I,43	4,820	I,0	2,0	7,452	0,6	I,0	0,647	I,I	2,0
I,3I	5,128	I,0	2,0	7,720	0,6	I,0	0,665	I,I	2,0
I,2I	5,804	I,0	2,0	8,138	0,6	I,0	0,714	I,I	2,0
I,12	6,135	I,0	2,0	8,500	0,6	I,0	0,722	I,I	2,0
I,04	6,424	I,0	I,4	8,670	0,6	I,0	0,742	I,I	I,4
0,96	6,520	I,0	I,8	8,882	0,6	I,0	0,734	I,I	I,8
0,90	6,657	I,0	2,0	9,237	0,6	I,I	0,721	I,I	I,8
0,84	6,573	I,I	2,0	9,550	0,6	I,I	0,689	I,I	I,8
0,78	6,623	I,I	2,0	10,16	0,6	I,5	0,652	I,I	I,5
0,73	6,692	I,I	I,5	10,67	0,6	I,5	0,628	I,I	I,6
0,69	6,876	I,I	2,4	11,26	0,6	I,5	0,611	I,I	I,6
0,65	7,312	I,I	2,4	11,74	0,6	I,5	0,623	I,I	I,6
0,61	7,947	I,I	2,4	12,10	0,6	I,0	0,657	I,I	2,4
0,58	8,703	I,I	2,4	12,55	0,6	I,0	0,694	I,I	2,4
0,55	9,670	I,0	2,4	12,77	0,6	I,0	0,758	I,I	2,4
0,52	10,20	I,0	2,4	13,08	0,6	I,3	0,780	I,I	2,4
0,49	10,54	I,0	2,0	13,24	0,6	I,3	0,797	I,I	I,8
0,47	10,32	I,I	2,0	13,43	0,6	I,3	0,769	I,I	I,6
0,44	10,32	I,0	2,0	13,69	0,6	I,3	0,755	I,I	I,6
0,42	10,09	I,I	2,0	13,55	0,6	I,8	0,745	I,I	I,6
0,40	10,41	I,I	2,0	13,54	0,6	I,8	0,770	I,2	I,4
0,385	10,26	I,I	2,4	13,65	0,6	I,0	0,762	I,2	2,5
0,368	11,12	I,I	2,4	14,17	0,6	I,0	0,786	I,2	2,5
0,316	13,16	0,8	2,3	15,65	0,5	I,8	0,841	0,8	I,3
0,292	15,37	0,8	2,3	17,13	0,5	I,8	0,898	0,8	I,3
0,270	16,94	0,7	2,3	18,50	0,5	I,8	0,916	0,8	I,3
0,250	17,56	0,7	I,9	19,82	0,5	I,0	0,886	0,8	I,9
0,233	17,48	0,8	I,9	20,31	0,5	I,8	0,861	0,8	I,I
0,217	17,59	0,8	I,9	20,10	0,5	I,8	0,876	0,8	I,I
0,202	18,05	0,8	I,9	20,38	0,5	I,8	0,887	0,8	I,I
0,190	18,04	0,8	I,9	20,20	0,5	I,8	0,893	0,8	I,I
0,178	18,11	0,8	I,9	20,36	0,5	I,8	0,890	0,8	I,I
0,168	18,09	0,8	I,9	20,74	0,6	I,8	0,873	0,9	I,I

Окончание табл. 3

E _n , кэВ	$\bar{\sigma}_f(^{239}\text{Pu})$	$\bar{\epsilon}_{\sigma_f}(J_f/J_B)$	$(\bar{\epsilon}_{\sigma_f})_{\text{полн}}$	$\bar{\sigma}_f(^{235}\text{U})$	$\bar{\epsilon}_{\sigma_f}(J_f/J_B)$	$(\bar{\epsilon}_{\sigma_f})_{\text{полн}}$	$\frac{\bar{\sigma}_f(^{239}\text{Pu})}{\bar{\sigma}_f(^{235}\text{U})}$	$\bar{\epsilon}_{\sigma_f}/\bar{\sigma}_f(J_f^9/J_f^5)$	$(\bar{\epsilon}_{\sigma_f}/\bar{\sigma}_f)_{\text{полн}}$
	б	%	%	б	%	%		%	%
0,158	18,21	0,8	2,3	21,08	0,6	1,8	0,864	0,9	1,1
0,149	19,53	0,8	2,3	21,42	0,6	1,0	0,912	0,9	2,0
0,141	20,51	0,8	2,3	22,13	0,6	1,0	0,927	0,9	2,0
0,133	22,26	0,8	2,3	22,75	0,6	1,0	0,979	0,8	2,0
0,126	23,90	0,8	2,3	23,03	0,6	1,0	1,038	0,8	2,0
0,120	25,44	0,8	2,3	23,08	0,6	1,8	1,103	0,8	1,3
0,114	27,13	0,8	2,3	22,86	0,6	1,8	1,187	0,8	1,3
0,109	29,07	0,8	2,3	22,54	0,6	1,8	1,290	0,8	1,3
0,103	31,33	0,8	2,3	22,87	0,6	1,8	1,371	0,8	1,3

Таблица 4

Усредненные значения сечений деления и их отношений для ^{239}Pu и ^{235}U

E _n , кэВ	$\bar{\sigma}_f(^{239}\text{Pu})$	$\bar{\epsilon}_{\sigma_f}(J_f^9/J_B)$	$(\bar{\epsilon}_{\sigma_f})_{\text{полн}}$	$\bar{\sigma}_f(^{235}\text{U})$	$\bar{\epsilon}_{\sigma_f}(J_f^5/J_B)$	$(\bar{\epsilon}_{\sigma_f})_{\text{полн}}$	$\frac{\bar{\sigma}_f(^{239}\text{Pu})}{\bar{\sigma}_f(^{235}\text{U})}$	$\bar{\epsilon}_{\sigma_f}/\bar{\sigma}_f(J_f^9/J_f^5)$	$(\bar{\epsilon}_{\sigma_f}/\bar{\sigma}_f)_{\text{полн}}$
	б	%	%	б	%	%		%	%
40-50	1,490	0,6	2,1	1,798	0,4	1,8	0,829	0,7	1,6
30-40	1,511	0,7	2,1	1,906	0,4	1,7	0,794	0,7	1,6
25-30	1,542	0,8	2,0	2,020	0,5	1,5	0,764	0,8	1,5
20-25	1,579	0,7	1,6	2,149	0,5	1,4	0,734	0,8	1,3
15-20	1,676	0,6	1,4	2,337	0,5	1,3	0,723	0,8	1,3
10-15	1,807	0,7	1,4	2,635	0,4	1,2	0,688	0,8	1,2
9-10	1,950	1,0	1,6	2,863	0,5	1,2	0,680	1,1	1,5
8-9	2,009	1,0	1,7	3,046	0,5	1,3	0,656	1,1	1,6
7-8	2,120	1,0	1,6	3,195	0,5	1,1	0,663	1,1	1,5
6-7	2,231	1,0	1,5	3,406	0,4	1,1	0,656	1,1	1,5
5-6	2,379	1,0	1,5	3,716	0,4	1,0	0,640	1,1	1,5
4-5	2,612	1,0	1,5	4,120	0,5	1,0	0,635	1,1	1,5
3-4	2,984	0,9	1,5	4,680	0,4	1,0	0,636	1,1	1,7
2-3	3,517	0,7	1,6	5,500	0,4	1,0	0,638	0,8	1,7
1-2	4,769	0,5	1,6	7,290	0,3	1,0	0,649	0,7	1,7
0,9-1	6,550	1,0	1,8	8,960	0,6	1,0	0,731	1,0	1,7
0,8-0,9	6,602	0,8	1,9	9,506	0,5	1,0	0,695	0,9	1,7

$E_{п},$ кэВ	$\bar{\sigma}_f(^{239}\text{Pu}),$	$\bar{\epsilon}_{\sigma_f}(J_f/J_B),$	$(\bar{\epsilon}_{\sigma_f})_{\text{полн}},$	$\bar{\sigma}_f(^{235}\text{U}),$	$\bar{\epsilon}_{\sigma_f}(J_f^5/J_B^5),$	$(\bar{\epsilon}_{\sigma_f^5})_{\text{полн}},$	$\bar{\sigma}_f(^{239}\text{Pu})$	$\bar{\epsilon}_{\sigma_f/\sigma_f}(J_f^9/J_B^9),$	$(\bar{\epsilon}_{\sigma_f/\sigma_f})_{\text{полн}},$
	σ	%	%	σ	%	%	$\bar{\sigma}_f(^{235}\text{U})$	%	%
0,7-0,8	6,683	0,8	1,8	10,47	0,9	1,5	0,638	0,9	1,4
0,6-0,7	7,368	0,8	2,3	11,69	0,4	1,2	0,642	0,8	1,8
0,5-0,6	9,441	0,7	2,3	12,77	0,4	1,0	0,739	0,8	2,1
0,4-0,5	10,32	0,7	1,8	13,48	0,4	1,4	0,766	0,8	1,3
0,3-0,4	11,90	0,7	2,2	14,74	0,4	1,1	0,805	0,8	2,0
0,2-0,3	17,06	0,5	1,8	19,20	0,3	1,6	0,888	0,7	1,3
0,1-0,2	21,51	0,4	2,0	21,63	0,3	1,4	0,990	0,6	1,4

Представление данных настоящей работы в виде усредненных значений по стандартным интервалам носит условный характер из-за разрешения, которое автоматически усредняет данные по гауссовой кривой. При усреднении по узким энергетическим интервалам в области, где энергетическая зависимость по этим интервалам получается плавной, значения, полученные в настоящей работе, по этим интервалам не должны отличаться от данных, полученных с хорошим разрешением, так как в этом случае вводилась поправка на разрешение.

В областях, где сказывается структура, корректное сравнение можно проводить только, усреднив данные с хорошим разрешением по нашему спектру. Однако при использовании достаточно широких интервалов и правильном выборе их границ (см. табл. 5-7) ошибки, возникающие из-за неучета структуры, будут достаточно малы вследствие компенсации.

Поправка на разрешение, учитывающая плавный ход полученных данных, введена в данные табл. 3-7 в сечение деления ^{239}Pu и ^{235}U для областей энергий 50-3 и 50-1 кэВ соответственно и в отношении сечений деления для энергий 50-3 кэВ.

Обсуждение результатов работы

В табл. 5 представлены сравнительные данные настоящей работы и работ [7-15] по сечению деления ^{235}U , усредненные в указанных интервалах энергий. Данные других авторов приведены в виде среднего значения; кроме того, указаны среднеквадратичные ошибки этого значения, вычисленные в предположении равных весов. Для самих работ приведены только их отклонения от среднего значения в процентах. Интервалы энергий выбраны таким образом, чтобы наше разрешение не сказывалось на данных из-за структуры в сечении. Видно, что результаты хорошо согласуются со средними значениями в пределах ошибок средних значений и ошибок проведенных измерений. Данные Дж. Кэирра [14] нормированы на тепловое сечение (как и в настоящей работе), однако в области 2-50 кэВ они примерно на 6% ниже наших и средних оценок.

Отношение величин, полученных В.Н. Кононовым [12], к данным настоящей работы (равно как и средним результатам) в области 20-50 кэВ (и выше) постоянно с большой точностью, но уменьшается примерно на 6-8% для интервала энергий 10-20 кэВ.

Наблюдаемое в некоторых работах искажение энергетического хода сечения деления при значительных относительных изменениях энергии, по-видимому, связано с недостаточно корректным введением поправок на эффекты, обусловленные рассеянием нейтронов.

В работах возможны также ошибки и при нормировании. Резким контрастом по отношению к данным табл.5 является хорошее согласие результатов настоящей работы и данных Г.В.Мурадяна. Из анализа его методики [16] видно, что с увеличением энергии систематические ошибки могут возрастать, однако до 10 кэВ эти данные представляются надежными (ошибка около 1%). В интервале 20-30 кэВ ошибка в его работе возрастает до 3%.

Таблица 5

Сравнительные данные по сечению деления ^{235}U

E_n , кэВ	Отклонение от среднего значения, %										Среднее значение		Настоящая работа		B-A, %
	Дж.Лемли [7], 1971 г.	Д.Гайтер [8], 1972 г.	Дж.Блонс [9], 1973 г.	Р.Перец [10], 1974 г.	Т.А.Мосгоя [11], 1975 г.	В.Н.Конюков [12], 1975 г.	Р.Гвина [13], 1976 г.	Дж.Кэрир [14], 1976 г.	Г.В.Мурадян [15], 1977 г.	$\bar{\sigma}_f$, б (А)	ошибка, %	$\bar{\sigma}_f$, б (B)	ошибка, %		
0,1-0,3	+0,6	-	+2,5	-	+1,6	-	-1,4	-3,1	-0,1	20,39	0,8	20,42	1,5	+0,2	
0,3-1,0	-1,9	-	+3,5	-	+2,5	-	-2,0	-4,8	+2,8	11,31	1,4	11,65	1,1	+3,0	
1-2	-6,0	-	+5,3	-	+3,9	-	-1,3	-4,2	+2,2	7,17	1,95	7,29	0,9	+1,6	
2-5	-5,9	+5,6	+3,3	+2,1	+1,6	-	-4,4	-	-2,0	4,811	1,6	4,767	0,9	-0,9	
5-10	-6,0	+2,5	+2,9	+2,4	+1,6	-	-4,3	-	+0,9	3,303	1,4	3,259	1,0	-1,3	
2-10	-5,0	+5,0	+4,1	+3,3	+2,6	-	-3,4	-7,2	+0,6	3,830	1,6	3,824	1,0	-0,2	
10-20	-4,6	+3,3	+3,7	+3,2	-	-3,8	+0,4	-4,5	+2,4	2,450	1,3	2,487	1,2	+1,5	
20-30	-1,8	+1,2	+2,8	+1,7	-	+1,8	-1,4	-5,8	+1,4	2,140	0,65	2,085	1,4	-2,6	
30-40	-3,9	-0,1	-	+4,3	-	+1,6	-2,0	-	-	1,980	1,4	1,906	1,6	-3,6	
40-50	-2,3	+2,4	-	+5,6	-	+2,2	-1,5	-6,4	-	1,848	1,7	1,798	1,6	-2,6	

Рекомендованные данные работы [17] для ^{235}U по интервалам 1 кэВ, перенормированные для области 2-10 кэВ на наши значения, хорошо согласуются с результатами настоящей работы до 50 кэВ и свидетельствуют о том, что в области 5-50 кэВ нет структуры в сечении деления, которая могла бы привести к систематическим погрешностям при определении наших значений сечения, усредненных по стандартным интервалам.

Из сказанного выше можно сделать вывод о надежности данных настоящей работы для ^{235}U , а следовательно, и для ^{239}Pu , так как они выполнены одновременно и с использованием одинаковой методики.

Разброс имеющихся данных по σ_f для ^{239}Pu велик. В табл.6 представлены результаты настоящей работы по указанным интервалам энергий с относительными ошибками. Интервалы выбраны из условия, чтобы наше разрешение не сказывалось на результатах из-за наличия структуры в сечении. В табл.6 приведены значения последних работ Р.Гвина [13], Д.Гайтера [18] и Ю.В.Рябова [19], средние значения указанных работ, а также отклонение этих значений от результатов настоящей работы в процентах. Энергетическая зависимость работ [13, 18, 19] близка, кроме интервала 0,7-1 кэВ, где данные работы [19] совпадают с нашими, а данные работы [13] ниже на 8%. Видно, что в области 0,1-6 кэВ средние данные перечисленных работ ниже значений настоящей работы примерно на 5%, в области 6-20 кэВ они почти совпадают и в области 20-50 кэВ выше примерно на 4%.

Значения настоящей работы для отношения сечений деления ^{239}Pu и ^{235}U по интервалам энергий хорошо согласуются с данными Г.Карлсона [20] (табл.7), которые нормированы пороговым методом и по данным Х.Леммеля [21], нормированным в свою очередь по тепловой области.

Совокупность приведенных величин по сечению деления для ^{235}U , данные Г.Карлсона и настоящей работы по отношению сечений деления противоречат средней энергетической зависимости сечения деления для ^{239}Pu последних работ [13, 18, 19].

E _п , кэВ	$\bar{\sigma}_f$ (настоящая работа), б (А)	Полная ошибка (настоя- щая рабо- та), %	$\bar{\sigma}_f, б$			$\bar{\sigma}_f$ (среднее), б (данные ра- бот /13, 18 19/) (В)	А - В, %
			Р.Гвин /13/	Д.Гайтер /18/	Ю.В.Рябов /19/		
0,1-0,3	19,29	1,9	17,93	-	18,022	17,98	+7,0
0,3-1,0	8,409	1,9	8,022	-	8,391	8,206	+2,5
0,7-1,0	6,612	1,8	6,09	-	6,599	6,340	+4,2
I-6	3,252	1,5	3,114	3,127	3,064	3,102	+4,9
6-10	2,078	1,3	2,09	2,054	2,080	2,075	+0,15
10-20	1,747	1,4	1,78	1,74	1,687	1,736	+0,6
20-30	1,560	1,5	1,64	1,615	1,597	1,617	-3,6
30-40	1,511	2,1	1,61	1,632	1,568	1,603	-6,0
40-50	1,490	2,1	1,54	1,552	1,519	1,537	-3,0

Таблица 7

Сравнительные данные по отношению сечений деления ^{239}Pu и ^{235}U

E _п , кэВ	$\bar{\sigma}_f^9/\bar{\sigma}_f^5$ (настоящая работа) (А)	Полная ошибка (настоящая работа), %	$\bar{\sigma}_f^9/\bar{\sigma}_f^5$ (Г.Карлсон /20/, 1978 г.) (В)	А-В, %
0,1-0,3	0,939	1,3	-	-
0,3-1,0	0,715	1,6	-	-
0,7-1,0	0,688	1,5	0,697	-1,3
I-6	0,639	1,4	0,622	+2,7
6-10	0,664	1,4	0,656	+1,2
10-20	0,706	1,2	0,710	-0,6
20-30	0,749	1,4	0,749	0
30-40	0,794	1,6	0,818	-3
40-50	0,829	1,6	0,834	-0,6

Список литературы

1. Шапиро Ф.Л. Труды ФИАН СССР, 1964, т. 24, с. 3.
2. Бергман А.А. и др. Ядерные константы. М., Атомиздат, 1971, вып. 7, с. 50.
3. Бергман А.А., Маликхонов А. Краткие сообщения по физике. М., ФИАН СССР, 1972, № 4, с. 71.
4. Jackson H.E. e.a. Review of standard reference data and important cross-section discrepan-
cies. Argonne, ANL, Nov. 1976, p. 63.
5. Юз Д.Дж. Нейтронные эффективные сечения, М., Изд-во иностр. лит., 1959.
6. Sowerby M.G. e.a. J. Nucl. Engng, 1970, v. 24, p. 323.
7. Lemley J.R. e.a. Nucl. Sci. and Engng, 1971, v. 43, N 3, p. 281.
8. Gaither D.B. e.a. In: Proceedings Conference Second Panel on Neutron Standard Reference Da-
ta. Vienna, IAEA, 1972.
9. Blons J. Nucl. Sci. and Engng, 1973, v. 51, N 2, p. 130.
10. Perez R.B. Ibid., 1974, v. 55, N 2, p. 203.

11. Мостовая Т.А., Мостовой В.И., В.Н.Перегудов. Сечение деления ^{235}U в области энергий нейтронов 0,01–10 кэВ. – В кн.: Нейтронная физика (Материалы 3-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 9–13 июня 1975 г.) М., ЦНИИАтоминформ, 1976, т. 6, с. 76–80.
12. Кононов В.Н. Атомная энергия, 1975, т.38, вып.2, с.82.
13. Swin R. Nucl. Sci. and Engng, 1976, v. 59, N 2, p. 79.
14. Szirr J.V. e.a. Ibid., 1976, v. 60, N 4, p. 383.
15. Мурадян Г.В., Г.И.Устроенов, Щепкин Ю.Г. и др. Измерение сечений деления, захвата и альфа-урана-235. – В кн.: Нейтронная физика (Материалы 4-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 18–22 апреля 1977 г.). М., ЦНИИАтоминформ, 1977, т. 3, с. 119–125.
16. Адамчук Ю.В., Васканий М.А., Жук В.И. и др. – Там же, с. 113.
17. Андипов Г.В., Бендерский А.Р., Коньшин В.Н. и др. Ядерные константы. М., Атомиздат, 1975, вып. 20, ч. 2, с. 3.
18. Gayther D.B. Measurement of the ^{239}Pu Fission Cross-Section in the Energy Range from 1 keV to 1 MeV. – См. [11], с. 49–54.
19. Рябов Ю.В. Атомная энергия, 1979, т.46, вып.3, с.154.
20. Carlson G.W., Behrens J.K. Nucl. Sci. and Engng, 1978, v. 66, N 2, p. 205.
21. Lemmel H.D. In: Proceedings Conference Cross-Section and Technology. Washington, D.C. NBS Special Publication. National Bureau of Standards, 1975.

Статья поступила в редакцию 10 августа 1979 г.

УДК 539.173 .3

КАНАЛОВЫЙ АНАЛИЗ ФОТОДЕЛЕНИЯ ^{236}U и ^{238}U

Ю.Б. Остапенко

CHANNEL ANALYSIS OF PHOTOFISSION FOR ^{236}U and ^{238}U . Channel analysis of experimental data on the cross-section and the fragment angular distributions of photofission for ^{236}U and ^{238}U in a broad range of excitation energies from 3,5 MeV to 7,0 MeV is carried out. In the framework of the uniform approach based on a doorway state model a reasonable description of a general behaviour and a resonance structure of both prompt fission anisotropic components cross-sections and the isomeric shelf photofission cross-section is obtained. The double-humped barrier parameters obtained in this analysis and other work results are compared.

Двугорбая структура барьера деления тяжелых ядер интенсивно исследуется более десяти лет. Для этого периода характерно значительное увеличение интереса к экспериментальному изучению области подбарьерных энергий, в которой свойства процесса деления, прежде всего вероятность реакции, наиболее чувствительны к различным проявлениям сложной формы барьера. При этих исследованиях были получены принципиальные результаты, существенно уточнившие картину деления и представившие убедительные свидетельства в пользу представлений о форме барьера, теоретические основы которых были заложены В.М.Струтинским [1]. К их числу принадлежит явление изомерного шельфа в выходах реакции (γ, f) [2, 3–5], находящегося в центре внимания экспериментальных исследований глубоководбарьерного фотоделения тяжелых ядер, выполненных на тормозном пучке микротрона Института физических проблем АН СССР в 1973–1977 гг. [3–8].

Эти исследования привели к значительному уточнению экспериментальных данных работы [2] и в свою очередь к новым результатам, важным для физической интерпретации самого явления изомерного шельфа: обнаружению аналогичного явления у нового ядра ^{236}U , установлению в области изомерного шельфа изотропии угловых распределений осколков фотоделения ^{238}U и резонансной структуры сечений фотоделения ^{236}U и ^{238}U [4, 5]. Проведение систематических исследований угловых распределений осколков для ^{236}U [8], а также при отдельных важных энергиях для ^{238}U [7] и ^{232}Th [8], изучавшихся в прошлом [9, 10], позволили, с одной стороны, на основе наблюдений общих и противоположных свойств деления этих ядер составить более полное представление о соотношении вероятностей задержанного и мгновенного делений и, с другой стороны, создать основу для канального анализа, который и является основной задачей настоящей работы.

Канальный анализ интегральных и дифференциальных сечений деления в столь широкой области энергий, которая в исследованиях реакции (γ, f) простирается до границ энергетической щели в спектре внутренних возбуждений во второй яме или даже несколько ниже, до сих пор не производился. Для количественной интерпретации явления изомерного шельфа в первых работах [2, 11] была предпринята попытка применить подход, развитый в рамках теории возмущений в работах [12, 13] для описания ситуаций, в которых существенно взаимодействие только между компаундными состояниями в разных ямах. С помощью такой модели, дополненной предположением о полном затухании вибрационной моды в обеих ямах, можно было рассчитывать лишь на оценку характера энергетической зависимости вероятности задержанного и мгновенного делений в среднем, но не на описание резонансной структуры изомерного шельфа.

Применяемый в данной работе подход, основанный на модели входных состояний, развит недавно в работах [14, 15] и опробован при анализе вероятности мгновенного и задержанного делений в прямых реакциях [15, 16]. Этот подход наиболее полно отражает специфику взаимодействия делительных и неделимых состояний, а используемый им аппарат теории возмущений позволяет сделать шаг к адекватному описанию деления в области сильно разреженных спектров в обеих ямах. Другое его важное достоинство – отсутствовавшая прежде возможность единообразного описания вероятности подбарьерного деления во всей экспериментально изученной области энергий.

Описание вероятности деления в модели входных состояний

Источником делительной ширины возбужденного состояния компаунд-ядра является примесь делительной моды в его волновой функции, появляющаяся в результате взаимодействия между делительными вибрационными модами и состояниями неделимой природы, возбуждаемыми в начальной стадии реакции. Делительную моду обычно связывают с β -колебаниями и взаимодействующими с ними простыми коллективными движениями ядра – вращениями, октапольными колебаниями, γ -колебаниями и т.д. Плотность соответствующих состояний в большинстве случаев гораздо ниже плотности соседних состояний внутреннего возбуждения; таким образом, состояния делительной природы играют роль входных состояний для процесса деления.

Полный гамильтониан H делящегося ядра можно разбить на две части: часть H_0 , для которой входные состояния $|A\rangle$ и состояния неделимые $|\alpha\rangle$ являются собственными состояниями, и часть V , описывающую взаимодействие между состояниями $|A\rangle$ и $|\alpha\rangle$. Тогда собственное состояние компаунд-ядра $|\alpha\rangle$ будет являться линейной суперпозицией невозмущенных состояний:

$$|\alpha\rangle = c_{\alpha A} |A\rangle + \sum_{\alpha} c_{\alpha\alpha} |\alpha\rangle, \quad (1)$$

где $c_{\alpha A}$ и $c_{\alpha\alpha}$ – элементы матрицы, диагонализующей гамильтониан H в пространстве собственных состояний H_0 . Интересующее нас распределение квадратов амплитуд $(c_{\alpha A})^2$, описывающих примесь входного состояния $|A\rangle$ в диагонализированных состояниях $|\alpha\rangle$, можно получить в простом виде, допустив следующие предположения о V :

$$\langle A|V|A\rangle = \langle \alpha|V|\alpha'\rangle = 0 \quad \text{для всех } |\alpha\rangle, |\alpha'\rangle; \quad (2)$$

$$\langle A|V|\alpha\rangle = \langle \alpha|V|A\rangle = V_{\alpha A} = \text{const} \quad \text{для каждого } |\alpha\rangle - \quad (3)$$

и о расстояниях D_{α} между состояниями $|\alpha\rangle$: $D_{\alpha} = \text{const}$. Тогда [17]:

$$(c_{\alpha A})^2 = \frac{V_{A\alpha}^2}{(E_A - E_\alpha)^2 + (\pi^2 V_{A\alpha}^4 / D_\alpha^2) + V_{A\alpha}^2} \quad (4)$$

Здесь E_α и E_A - энергии состояний $|\alpha\rangle$ и $|A\rangle$ соответственно. Часто выполняется неравенство $V_{A\alpha}^2 \ll \pi^2 V_{A\alpha}^4 / D_\alpha$, и энергетическое распределение силы входного состояния можно записать в виде лоренциана с шириной $\Gamma_{A\alpha} = 2\pi V_{A\alpha}^2 / D_\alpha$, называемой обычно шириной затухания входного состояния:

$$(c_{\alpha A})^2 \approx (D_\alpha / 2\pi) \Gamma_{A\alpha} / [(E - E_A)^2 + \Gamma_{A\alpha}^2 / 4] \quad (5)$$

При малых плотностях состояний $|\alpha\rangle$ или при малых $V_{A\alpha}$ может реализоваться случай, когда $\Gamma_{A\alpha} < D_\alpha$. Входное состояние при этом сохраняет характер практически чистого входного состояния, и лишь малая часть его силы примешивается в другие компаундные состояния. Распределение этой остаточной силы можно получить в первом порядке теории возмущений [12,16]:

$$(c_{\alpha A})^2 \approx (D_\alpha / 2\pi) \Gamma_{A\alpha} / (E_\alpha - E_A)^2 \quad \text{при } E_\alpha \neq E_A \quad (6)$$

Формально выражение (6) эквивалентно лоренцовскому распределению с шириной $\Gamma \approx 2D_\alpha / \pi$, и можно описывать гладкую часть распределения $(c_{\alpha A})^2$ в обоих случаях сильного и слабого затухания единым лоренцовским выражением с шириной

$$\Gamma_A = [\Gamma_{A\alpha}^2 + (2D_\alpha / \pi)^2]^{1/2} \quad (7)$$

Остающиеся в случае "слабого" затухания практически чистые входные состояния $|\alpha_0\rangle$ должны быть учтены отдельно. Коэффициент $(c_{\alpha_0 A})^2$ для такого состояния можно найти с помощью правила сумм:

$$(c_{\alpha_0 A})^2 = 1 - \sum_{\alpha \neq \alpha_0} (c_{\alpha A})^2 \approx 1 - \left\{ \Gamma_A^2 - (2D_\alpha / \pi)^2 \right\}^{1/2} / \Gamma_A \quad (8)$$

Примеры распределений $(c_{\alpha A})^2$ для сильного и слабого затуханий показаны на рис.1.

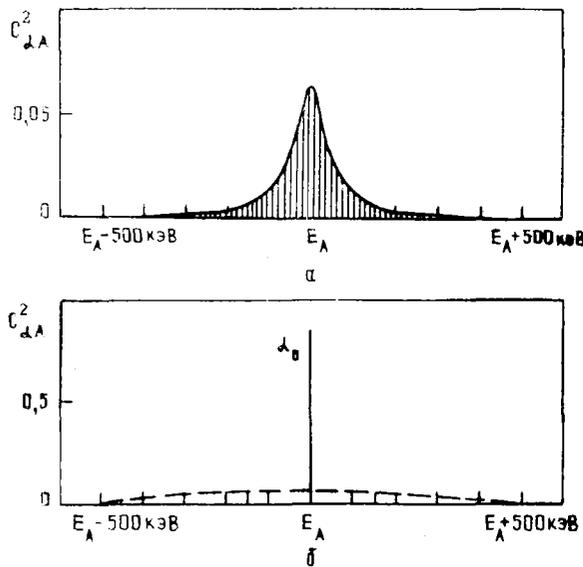


Рис.1. Примеры распределений $(c_{\alpha A})^2$ силы входного состояния $|A\rangle$ среди компаундных состояний $|\alpha\rangle$ в случае взаимодействий: а - сильного ($\Gamma_{A\alpha} = 100$ кэВ, $D_\alpha = 10$ кэВ); б - слабого ($\Gamma_{A\alpha} = 30$ кэВ, $D_\alpha = 300$ кэВ)

В общем случае полная ширина входного состояния Γ_A определяется не только шириной затухания, но и собственными распадными ширинами состояния $|A\rangle$ (например, делительной Γ_{Af} , радиационной Γ_{Ar} в применении к делению):

$$\Gamma_A = [\Gamma_{A\alpha}^2 + \Gamma_{Af}^2 + \Gamma_{Ar}^2 + (2D_\alpha / \pi)^2]^{1/2} \quad (9)$$

Еще более усложняется картина в модели двугорбого барьера, поскольку состояния делющегося ядра естественным образом подразделяются в подбарьерной области на два класса входных и два класса компаундных состояний в зависимости от того, деформации первой (класс I) или второй (класс II) ямы соответствует максимум амплитуды волновой функции состояния. Таким образом, нужно учитывать взаимодействия входных состояний с компаундными как внутри каждого класса, так и между входными и компаундными состояниями разных классов.

Существует несколько подходов к решению этой задачи, использующих различные приближения. В работе [18] рассмотрен случай взаимодействия входных состояний одного класса (делительных вибраций класса II) с компаундными сос-

тоящими двух классов. Полная диагонализация гамильтониана при этом дает точный, но довольно громоздкий результат. В настоящей работе использован менее строгий, но более простой и наглядный способ рассмотрения [14,15].

В этом подходе входные состояния класса I $|A\rangle$ и класса II $|B\rangle$ диагонализуются отдельно с компаундными состояниями класса I $|\alpha\rangle$ и класса II $|\beta\rangle$. Получающиеся в результате компаундные состояния $|\alpha'\rangle$ и $|\beta'\rangle$ будут принадлежать тем же классам, что и невозмущенные состояния $|\alpha\rangle$ и $|\beta\rangle$ соответственно. Однако состояния $|\alpha'\rangle$ и $|\beta'\rangle$ не ортогональны, что учитывается [14] введением ширины взаимодействия их друг с другом - $\Gamma_{\alpha'\beta'}$ и $\Gamma_{\beta'\alpha'}$ - через взаимодействие с входными состояниями:

$$\Gamma_{\alpha'\beta'} = \sum_A (c_{\alpha'A})^2 \Gamma_{A\beta} + \sum_B (c_{\alpha'B})^2 \Gamma_{B\beta}; \quad (10)$$

$$\Gamma_{\beta'\alpha'} = \sum_A (c_{\beta'A})^2 \Gamma_{A\alpha} + \sum_B (c_{\beta'B})^2 \Gamma_{B\alpha}, \quad (11)$$

где $\Gamma_{A\alpha}$ и $\Gamma_{B\beta}$ - ширины затухания входных состояний $|A\rangle$ и $|B\rangle$ по компаундным состояниям внутри одного класса, а $\Gamma_{A\beta}$ и $\Gamma_{B\alpha}$ - по компаундным состояниям противоположного класса. При этом предполагается обычно, что взаимодействие между делительной модой и компаундными состояниями прямо зависит от перекрытия их волновых функций в пространстве деформаций. Это приводит к соотношениям

$$\Gamma_{A\beta} = T_A \Gamma_{B\beta}; \quad \Gamma_{B\alpha} = T_A \Gamma_{A\alpha}, \quad (12)$$

где T_A - проницаемость внутреннего горба A. Для квадратов амплитуд в соотношениях (10), (11) можно аналогично выражению (5) записать

$$(c_{\alpha'A})^2 = (D_\alpha / 2\pi) \Gamma_{A\alpha} / [(E - E_A)^2 + \Gamma_A^2 / 4]; \quad (13)$$

$$(c_{\beta'B})^2 = (D_\beta / 2\pi) \Gamma_{B\beta} / [(E - E_B)^2 + \Gamma_B^2 / 4]; \quad (14)$$

$$(c_{\alpha'B})^2 = (D_\alpha / 2\pi) \Gamma_{B\alpha} / [(E - E_B)^2 + \Gamma_B^2 / 4]; \quad (15)$$

$$(c_{\beta'A})^2 = (D_\beta / 2\pi) \Gamma_{A\beta} / [(E - E_A)^2 + \Gamma_A^2 / 4], \quad (16)$$

где в полных ширинах лоренцианов (13)-(16) учтено затухание входных состояний по компаундным состояниям обоих классов:

$$\Gamma_A = [(\Gamma_{A\alpha} + \Gamma_{A\beta})^2 + \Gamma_{A_f}^2 + \Gamma_{A_g}^2 + (2D_\alpha / \pi)^2]^{1/2}; \quad (17)$$

$$\Gamma_B = [(\Gamma_{B\beta} + \Gamma_{B\alpha})^2 + \Gamma_{B_f}^2 + \Gamma_{B_g}^2 + (2D_\beta / \pi)^2]^{1/2}. \quad (18)$$

Делительная ширина входных состояний для двугорбого барьера есть

$$\Gamma_{B_f} = (\hbar\omega_{II} / 2\pi) T_B; \quad \Gamma_{A_f} = (\hbar\omega_I / 2\pi) T_A T_B, \quad (19)$$

где T_B - проницаемость внешнего горба B; $\hbar\omega_I$ и $\hbar\omega_{II}$ - параметры кривизны первой и второй ям соответственно. Компаундные состояния $|\alpha'\rangle$ и $|\beta'\rangle$ будут иметь делительную ширину, обусловленную взаимодействием $|\alpha\rangle$ и $|\beta\rangle$ непосредственно с входными состояниями

$$\Gamma_{\alpha_f}^{dir} = \sum_A (c_{\alpha A})^2 \Gamma_{A_f} + \sum_B (c_{\alpha B})^2 \Gamma_{B_f}; \quad (20)$$

$$\Gamma_{\beta_f} = \sum_A (c_{\beta A})^2 \Gamma_{A_f} + \sum_B (c_{\beta B})^2 \Gamma_{B_f}. \quad (21)$$

Здесь и далее ради простоты опущен знак "прим" в обозначении диагонализированных состояний $|\alpha'\rangle$ и $|\beta'\rangle$.

Взаимодействие компаундных состояний друг с другом (10), (11) приводит к дополнительной делительной ширине этих состояний. Здесь интерес будут представлять ширины компаундных состояний класса I $|\alpha\rangle$, поскольку ясно, что именно эти состояния возбуждаются в начальной стадии реакций типа (n, f) , (d, pf) , (t, pf) , (γ, f) при тех энергиях, где имеет смысл разбиение состояний на два класса. При вычислении дополнительной делительной ширины состояния $|\alpha\rangle$ компаундное состояние $|\beta\rangle$ с его делительной шириной (21) можно рассматривать как входное состояние для $|\alpha\rangle$, а ширину $\Gamma_{\beta\alpha}$ (11) как ширину затухания $|\beta\rangle$ по состояниям $|\alpha\rangle$, т.е.

$$\Gamma_{\alpha f}^{ind} = (c_{\alpha\beta})^2 \Gamma_{\beta f} = (D_\alpha / 2\pi) \Gamma_{\beta\alpha} \Gamma_{\beta f} / [(E_\alpha - E_\beta)^2 + \Gamma_\beta^2 / 4]. \quad (22)$$

Полная ширина лоренциана Γ_β (22) содержит кроме ширины затухания $\Gamma_{\beta\alpha}$ делительную ширину $\Gamma_{\beta f}$ и ширину радиационного распада компаундного состояния во второй яме $\Gamma_{\beta\gamma}$. Выражение (22) будет описывать также и гладкую часть делительной ширины, обусловленную распределением остаточной силы состояния $|\beta\rangle$ по $|\alpha\rangle$ в случае $\Gamma_{\beta\alpha} < D_\alpha$, если аналогично выражению (7) включить в Γ_β эффективную ширину $2D_\alpha/\pi$:

$$\Gamma_\beta = [\Gamma_{\beta\alpha}^2 + \Gamma_{\beta f}^2 + \Gamma_{\beta\gamma}^2 + (2D_\alpha/\pi)^2]^{1/2}. \quad (23)$$

В общем случае вклад в $\Gamma_{\alpha f}^{ind}$ могут давать многие состояния $|\beta\rangle$, поэтому выражение (22) нужно просуммировать по всем $|\beta\rangle$. Суммирование может быть выполнено легко, если предположить эквидистантность $|\beta\rangle$ в окрестности рассматриваемого состояния $|\alpha\rangle$. Тогда [13]

$$\Gamma_{\alpha f}^{ind} = \Gamma_{\alpha\beta} \frac{\Gamma_{\beta f}}{\Gamma_\beta} \frac{\text{sh}(\pi\Gamma_\beta/D_\beta)}{\text{ch}(\pi\Gamma_\beta/D_\beta) - \cos[2\pi(E_\alpha - E_0)/D_\beta]} = \Gamma_{\alpha\beta} \frac{\Gamma_{\beta f}}{\Gamma_\beta} f_\beta, \quad (24)$$

где E_0 - энергия ближайшего к $|\alpha\rangle$ уровня $|\beta\rangle$. Таким образом, получается знакомый по предыдущим анализам результат (см., например, работы [12, 19]), что делительная ширина состояний класса I

$$\Gamma_{\alpha f} = \sum_A (c_{\alpha A})^2 \Gamma_{A f} + \sum_B (c_{\alpha B})^2 \Gamma_{B f} + \Gamma_{\alpha\beta} \frac{\Gamma_{\beta f}}{\Gamma_\beta} f_\beta \quad (25)$$

состоит из "прямой" компоненты, которая описывает деление из состояния $|\alpha\rangle$ непосредственно через двугорбый барьер в результате взаимодействия с делительными вибрациями класса I и класса II, и "непрямой" компоненты, включающей затухание вибраций по компаундным состояниям второй ямы и зависящей от структуры компаундных состояний класса II.

Взаимодействие компаундных состояний $|\alpha\rangle$ и $|\beta\rangle$ будет приводить, помимо мгновенных делений, также к заселению изомерного состояния путем радиационной разрядки во второй яме:

$$\Gamma_{\alpha iso}^{ind} = \Gamma_{\alpha\beta} \frac{\Gamma'_{\beta\gamma}}{\Gamma_\beta} f_\beta, \quad (26)$$

где $\Gamma'_{\beta\gamma}$ - эффективная ширина радиационного распада компаундных состояний во второй яме, приводящего к заселению изомерного уровня, с учетом конкуренции со стороны делительного канала на каждом шаге γ -каскада.

В области энергий возбуждения, где $\Gamma_\beta < D_\beta$, входное состояние класса II $|\beta\rangle$ лишь очень малую долю своей силы передает компаундным состояниям $|\beta\rangle$ и $|\alpha\rangle$. Остающееся практически чистое входное состояние $|\beta_0\rangle$ при условии $\Gamma_{\beta_0} < D_\alpha$ приводит к очень узким ($\Gamma \sim 2D_\alpha/\pi$) резонансам в $\Gamma_{\alpha f}$ и $\Gamma_{\alpha iso}$:

$$\Gamma_{\alpha f}^{\beta_0} \approx \frac{D_\alpha}{2\pi} \frac{\Gamma_{B\alpha} \Gamma_{Bf}}{(E - E_{\beta_0})^2 + \Gamma_{\beta_0}^2/4} \left(1 - \sqrt{\Gamma_B^2 - (2D_\beta/\pi)^2} / \Gamma_B\right); \quad (27)$$

$$\Gamma_{\alpha iso}^{\beta_0} \approx \frac{D_\alpha}{2\pi} \frac{\Gamma_{B\alpha} \Gamma'_{B\gamma}}{(E - E_{\beta_0})^2 + \Gamma_{\beta_0}^2/4} \left(1 - \sqrt{\Gamma_B^2 - (2D_\beta/\pi)^2} / \Gamma_B\right), \quad (28)$$

где $\Gamma'_{B\gamma}$ - эффективная радиационная ширина для вибрационных состояний во второй яме.

Для сравнения с экспериментальными результатами интерес представляют соотношения не для ширины, а для вероятностей мгновенного P_{af}^P и задержанного P_{af}^d делений, усредненных по промежутку между состояниями $|b\rangle$. Не выписывая детально громоздкие выражения для $\langle P_{af}^P \rangle_b$ и $\langle P_{af}^d \rangle_b$, отметим лишь основные особенности поведения средних вероятностей мгновенного и задержанного делений в подбарьерной области.

При энергиях возбуждения ниже вершины внутреннего горба скоро начинает выполняться $\Gamma_{af} \approx \Gamma_{af}^{ind}$, а ниже обоих горбов $\Gamma_b \ll D_b$. При этих условиях имеем [14]

$$\langle P_{af}^P \rangle_b \approx \frac{1}{D_b} \int_{-D_b/2}^{D_b/2} \frac{\Gamma_{af}^{ind}}{\Gamma_{af} + \Gamma_{a\text{iso}} + \Gamma_{a\gamma}} dE \approx \frac{\Gamma_{ab} \Gamma_{bf}}{\Gamma_{a\gamma} \Gamma_b} \frac{1}{\sqrt{1+C}}; \quad (29)$$

$$\langle P_{af}^d \rangle_b \approx \frac{1}{D_b} \int_{-D_b/2}^{D_b/2} \frac{k \Gamma_{a\text{iso}}^{ind}}{\Gamma_{af} + \Gamma_{a\text{iso}} + \Gamma_{a\gamma}} dE \approx \frac{\Gamma_{ab} k \Gamma_{b\gamma}'}{\Gamma_{a\gamma} \Gamma_b} \frac{1}{\sqrt{1+C}}, \quad (30)$$

где k - коэффициент ветвления распада изомерного состояния;

$$C = \frac{2}{\pi} \frac{D_b}{\Gamma_b} \frac{\Gamma_{bf} + k \Gamma_{b\gamma}'}{\Gamma_b} \frac{\Gamma_{ab}}{\Gamma_{a\gamma}}. \quad (31)$$

Из рис.2, на котором приведен типичный пример величин, входящих в соотношения (29)-(31), видно, что при низких энергиях ($E \lesssim 4,5$ МэВ) $C \ll 1$. Для этой области имеем

$$\langle P_{af}^P \rangle_b \approx \Gamma_{ab} \Gamma_{bf} / (\Gamma_{a\gamma} \Gamma_b); \quad (32)$$

$$\langle P_{af}^d \rangle_b \approx \Gamma_{ab} k \Gamma_{b\gamma}' / (\Gamma_{a\gamma} \Gamma_b). \quad (33)$$

Поскольку при таких энергиях обычно реализуется случай очень слабого взаимодействия компаундных состояний первой и второй ям и Γ_b становится согласно выражению (23) $\Gamma_b \approx 2D_a/\pi$, то из соотношений (32), (33) следует, что резонансная структура должна наблюдаться и в мгновенном, и в задержанном делениях при совпадающих энергиях, причем в вероятности мгновенного деления структура должна быть более резкой (лоренциан во второй степени). Если вместе с $\Gamma_b \approx 2D_a/\pi$ выполняется условие слабого затухания делительных вибраций во второй яме $\Gamma_b < D_b$, то выражения (32), (33) описывают лишь относительно гладкую "подложку", кроме которой должны также наблюдаться узкие резонансы, обусловленные отношениями (27), (28).

Учитывая, что $\Gamma_b \approx 2D_a/\pi$, можно видеть (32), (33), как вероятность мгновенного деления с энергией убывает гораздо быстрее ($\sim T_A T_B$), чем вероятность задержанного деления ($\sim T_A$). Поэтому, начиная с некоторой энергии, при которой,

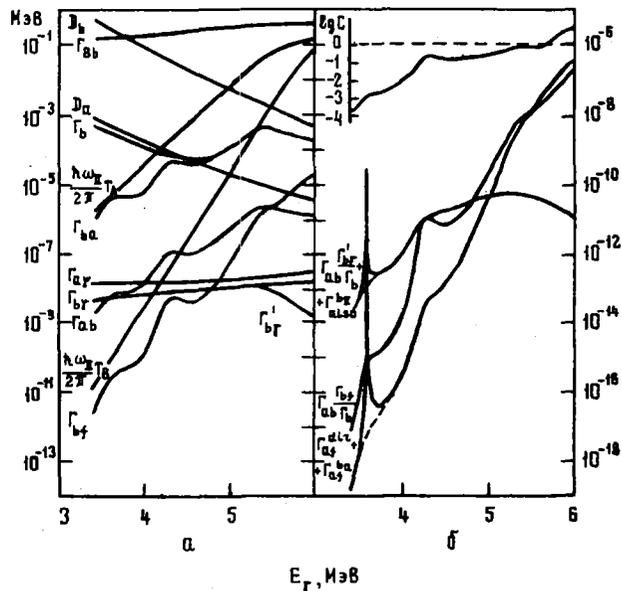


Рис.2. Пример результатов расчета в модели входных состояний различных характеристик для канала деления $Jk^{\pi} = 2,0^+$ ядра ^{236}Pu и используемых в расчете величин

$\Gamma_{\beta f} \approx k \Gamma'_{\beta f}$, вероятность задержанного деления становится преобладающей, а в кривой энергетической зависимости суммарной вероятности мгновенного и задержанного делений это приводит к появлению излома, обусловленного переходом с более крутой зависимости ($\sim T_A T_B$) на более слабую ($\sim T_A$), т.е. изомерный шельф.

Канальный анализ

Исходная экспериментальная информация

Рассматриваемая в данном анализе экспериментальная информация о полном выходе Y реакции фотоделения ^{236}U и ^{238}U [4-6] и его угловых компонентах Y_a, Y_b, Y_c представлена на рис.3 вместе с аналогичной информацией о ^{232}Th . Для разложения полного выхода на угловые компоненты выхода

$$Y_a = \frac{a}{v} Y ; \quad Y_b = \frac{2}{3} \frac{b}{v} Y ;$$

$$Y_c = \frac{8}{15} \frac{c}{v} Y ; \quad v = a + \frac{2}{3} b + \frac{8}{15} c \quad (34)$$

использовались результаты измерений углового распределения осколков

$$W(\vartheta, E_{\text{макс}}) = a(E_{\text{макс}}) + b(E_{\text{макс}}) \sin^2 \vartheta + c(E_{\text{макс}}) \sin^2 2\vartheta, \quad (35)$$

выполненные на микротроне института физических проблем АН СССР [9,10]. На рис.3 для сравнения также приведены данные шведской группы [20], которые нормировались к результатам работы [6] по полному выходу. Ошибки ΔY_i на рис.3 определяются статистическими погрешностями соответствующих коэффициентов соотношения (35).

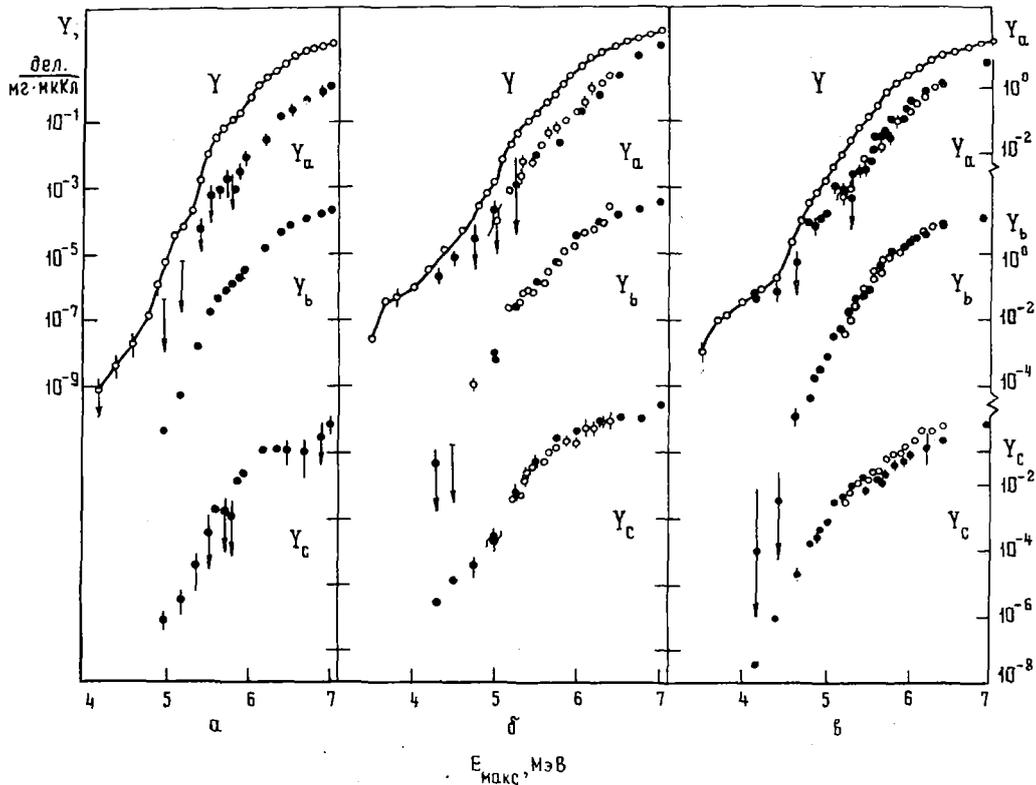


Рис.3. Полные выходы Y (светлые значки, соединенные сплошной линией [4-6]) фотоделения ^{232}Th (а), ^{236}U (б), ^{238}U (в) и их угловые компоненты Y_a, Y_b, Y_c (светлые значки - данные работы [20], темные - настоящей работы)

Для анизотропных компонент выхода характерно в среднем увеличение скорости убывания $dY_i/dE_{\text{макс}}$ с продвижением вглубь подбарьерной области энергий. Аналогично поведение изотропной компоненты в случае ^{232}Th во всей изученной области, составляющей несколько процентов от полного выхода. Противоположность ей составляют изотропные компоненты выхода у изотопов урана: вклад их в полный выход также очень мал в области порога около 6 МэВ, но с уменьшением энергии, начиная примерно с 5 МэВ, он быстро увеличивается, становясь подавляющим в области изомерного шельфа. Эти свойства естественно связать, как это сделано в работах [4,7,8], с изотропией задержанного фотоделения четно-четных ядер (основное состояние изомера формы 0^+) и с увеличением вклада задержанного деления в изотропную компоненту с уменьшением $E_{\text{макс}}$, на энергетической зависимости которой он сказывается гораздо раньше $E_{\text{макс}} \leq 5$ МэВ, чем на полном выходе (в соответствии с отношением Y_α/Y для мгновенного деления). Где слишком низок (или отсутствует) вклад задержанного деления, как в случае реакции $^{232}\text{Th}(\gamma, f)$, там нет и отмеченных "аномалий" в ходе изотропной компоненты и угловой анизотропии деления [8].

Следуя экспериментальным результатам и данной им интерпретации, можно получить возможность экстраполяции измеренной энергетической зависимости $Y_\alpha(E_{\text{макс}})$ в случае ^{236}U и ^{238}U путем присоединения к ней в области $E_{\text{макс}} \leq 4$ МэВ данных об интегральном выходе, т.е. в предположении при указанных энергиях $Y_\alpha = Y$.

Для дальнейшего анализа больший интерес представляет не непосредственная экспериментальная информация о выходах, а сечение деления $\sigma_f(E)$ и его компоненты $\sigma_i(E)$, для восстановления которых из

$$Y_i(E_{\text{макс}}) \sim \int_0^{E_{\text{макс}}} \sigma_i(E_\gamma) N(E_\gamma, E_{\text{макс}}) dE_\gamma$$

применялся описанный в работах [21,22] метод минимизации направленного расхождения. В качестве исходных данных для восстановления угловых компонент сечения (в отличие от случая восстановления полных сечений) брались не экспериментальные значения $Y_i(E_{\text{макс}})$, для которых характерен заметный разброс, а сглаженные значения с предварительно проведенных через совокупность всех имеющихся данных плавных кривых. При этом энергетические интервалы между закладываемыми в обработку точками выхода и ошибки выходов брались в соответствии с экспериментальной информацией.

В результате математической обработки были получены сечения σ_α , σ_β , σ_c , которые могут быть связаны [9,10] с сечениями деления $\sigma_f^{J\pi K}$ через каналы с фиксированными значениями спина J и его проекции на направление деления K [четность $\pi = (-1)^J$ определяется величиной спина]. Используя приближение $\sigma_f^{E1} \gg \sigma_f^{E2}$ (где σ_f^{E1} и σ_f^{E2} - сечения дипольного и квадрупольного фотопоглощения соответственно) и учитывая задержанное деление, сечение которого будет обозначаться σ_f^d , можно записать

$$\sigma_\alpha = \frac{3}{2} \sigma_f^{1-1} + \sigma_f^d; \quad (36a)$$

$$\sigma_\beta = \sigma_f^{1-0} - \frac{1}{2} \sigma_f^{1-1}; \quad (36б)$$

$$\sigma_c = \sigma_f^{2+0}. \quad (36в)$$

Таким образом, полное сечение фотоделения можно представить в виде следующих сумм:

$$\sigma_f = \sigma_\alpha + \sigma_\beta + \sigma_c = \sum_{J=1,2} \sum_{K=0}^J \sigma_f^{J\pi K} + \sigma_f^d \approx \sigma_f^{2+0} + \sigma_f^{1-0} + \sigma_f^{1-1} + \sigma_f^d. \quad (37)$$

Второе приближенное разбиение σ_f по компонентам, соответствующим вкладу отдельных доминирующих в фотоделении каналов, для канального анализа более удобно. Поэтому исходная экспериментальная информация, которая в связи с обсуждением результатов анализа приводится на рис.4, представлялась в виде

$$\sigma_f^{2+0} = \sigma_c; \quad \sigma_f^{1-0} = \sigma_\beta + \frac{1}{2} \sigma_f^{1-1}; \quad \sigma_f^{1-1} + \frac{2}{3} \sigma_f^d = \frac{2}{3} \sigma_\alpha. \quad (38)$$

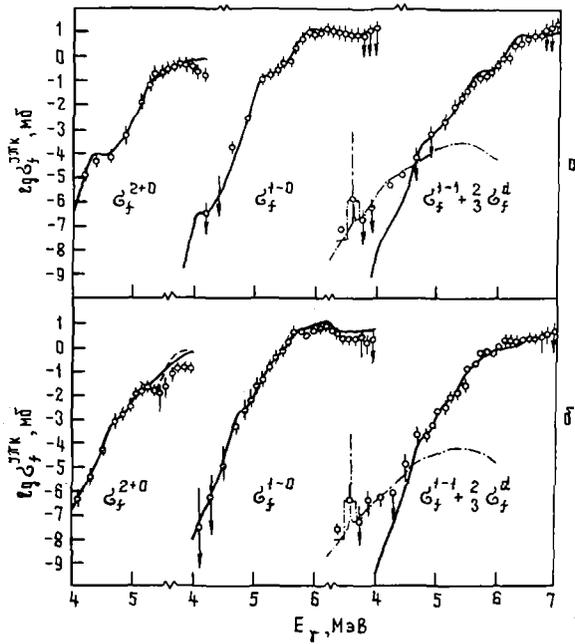


Рис.4. Результаты анализа компонент сечения фотоделения ^{236}U (а) и ^{238}U (б):
 ○ - сечения, восстановленные из измеренных выходов; — - расчет в модели входных состояний мгновенного фотоделения через нижайшие каналы $J^{\pi}K = 2+0, 1-0$ и $1-1$; — · — - расчет суммарного вклада задержанных делений из изомерного состояния, заселяемого через указанные каналы (умножено на $2/3$ для сравнения с экспериментальными данными - см. текст); гистограмма - расчетное сечение задержанного деления, усредненное вблизи узкого резонанса по интервалам между измеренными точками выхода; — — — - сечение квадрупольного фотоделения ^{238}U , полученное в работе [20]

Дополнительные предположения и параметры, используемые в анализе

Сечения фотопоглощения. Для описания сечения квадрупольного фотопоглощения использовалась лоренцовская зависимость

$$\sigma_f^{E2} = \sigma_m(E_f \Gamma_m)^2 / [(E_f^2 - E_m^2)^2 + (E_f \Gamma_m)^2 / 4] \quad (39)$$

с параметрами $\sigma_m = 4,8$ мб, $E_m = 9,9$ МэВ, $\Gamma_m = 6,8$ МэВ, полученными в работе [23] при изучении квадрупольного электрического гигантского резонанса в реакции $^{238}\text{U} (e, e'f)$. Сечение дипольного фотопоглощения σ_f^{E1} взято из работы [6].

Спектр каналов деления. В соответствии с теоретическими предсказаниями [24] и нашими предыдущими обсуждениями [6,8] предполагалось, что в области внешнего горба ядро имеет зеркально асимметричную форму. В связи с этим полосы каналов положительной и отрицательной четности с $K = 0$ вырождены на горбе В.

Предполагалось также, что при образовании компаундного состояния класса II полностью теряется информация о том, с каким значением K ядро прошло внутренний барьер А (модель с "забыванием K " во второй яме). В расчетах вероятности деления для заданных комбинаций J, K, π это предположение реализуется суммированием по K ширин $\Gamma_{\alpha\beta}$ и $\Gamma_{\beta\alpha}$, связанных с "переходом" только через внутренний барьер.

Ширины затухания $\Gamma_{\alpha\alpha}$ и $\Gamma_{\beta\beta}$. Для ширины затухания делительной моды была принята линейная зависимость от энергии возбуждения [12,15]:

$$\Gamma_{\alpha\alpha}(E - E_{II}) = \Gamma_{\beta\beta}(E) = \alpha + \beta(E - E_{II} - 2\Delta_0), \quad (40)$$

где E_{II} - энергия основного состояния во второй яме; $2\Delta_0$ - энергетическая щель в спектре внутренних возбуждений; α и β - коэффициенты, определяемые непосредственно в анализе. Для оценки энергетической щели во второй яме использовалось значение $\Delta_0 = 0,6$ МэВ.

Плотность уровней и радиационные ширины. Использовалось описание модели сверхтекучего ядра с феноменологическим учетом коллективных и оболочечных эффектов [25]. Плотность уровней в первой

яме нормировалась на известную величину плотности нейтронных резонансов $\rho_\alpha(B_n)$. Разница в плотностях уровней в первой и второй ямах учитывалась простым сдвигом энергии возбуждения:

$$\rho_\beta(E) = \rho_\alpha(E - E_{II}). \quad (41)$$

Ширинь γ -распада компаундных состояний рассчитывались в предположении о преобладании E1-переходов, подчиняющихся правилу ϵ_γ^3 (ϵ_γ - энергия перехода):

$$\Gamma_\gamma(E) = R [\rho(E)]^{-1} \int_0^E \epsilon_\gamma^3 \rho(E - \epsilon_\gamma) d\epsilon_\gamma. \quad (42)$$

Константа R выбиралась из условия нормировки ширины радиационного распада в первой яме на значение в области нейтронных резонансов. Так же, как и для плотностей уровней, для радиационных ширин в двух ямах предполагалось

$$\Gamma_{\beta\gamma}(E) = \Gamma_{\alpha\gamma}(E - E_{II}). \quad (43)$$

При расчете эффективной ширины γ -распада во второй яме $\Gamma'_{\beta\gamma}$, приводящего к заселению изомерного уровня:

$$\Gamma'_{\beta\gamma}(E) \approx \Gamma_{\beta\gamma}(E) \Gamma_{\beta\gamma}(E - \epsilon_\gamma) / [\Gamma_{\beta\gamma}(E - \epsilon_\gamma) + T_B(E - \epsilon_\gamma) D_\beta(E - \epsilon_\gamma) / 2\pi], \quad (44)$$

использовалось упрощающее предположение, что все переходы в каскаде происходят с одинаковой, наиболее вероятной энергией $\epsilon_\gamma \approx 1$ МэВ. Для ширины радиационных переходов между коллективными входными состояниями во второй яме принималась оценка $\Gamma_{B\gamma} \approx 30$ мэВ [15]. Эффективная ширина $\Gamma'_{B\gamma}$ оценивается аналогично $\Gamma'_{\beta\gamma}$. Нужно лишь в (44) вместо $T_B D_\beta / 2\pi$ подставить $T_B \hbar\omega / 2\pi$, а ϵ_γ заменить расстоянием между $|B\rangle$.

В табл.1 приведены значения некоторых констант, использованных в данном анализе: B_n - энергии связи нейтрона; $D(B_n, 0^+)$ - среднего расстояния между уровнями при $E = B_n$ и нулевом спине; $\Gamma_\gamma(B_n)$ - радиационной ширины; E_{II} - основного состояния во второй яме; k - коэффициента ветвления для распадов изомера. Пример использовавшихся в анализе величин D_α , D_β , $\Gamma_{\alpha\gamma}$, $\Gamma_{\beta\gamma}$, $\Gamma_{\beta\beta}$ приведен на рис.2.

Таблица 1

Значения констант, используемых в анализе

Ядро	B_n , МэВ [26]	$D(B_n, 0^+)$, аВ [27]	$\Gamma_\gamma(B_n)$, мэВ [28]	E_{II} , МэВ	k
^{236}U	6,546	6,43	42	2,3 [29]	1/6 [29]
^{238}U	6,143	12,4	35	2,56 [28]	1/42 [28]

Результаты анализа

После изложенных выше предположений о теоретическом описании свободными параметрами которые можно использовать для подгонки расчетных кривых к экспериментальным данным, (стают параметрами барьера $E_f^{K\pi}$ и $\hbar\omega^{K\pi}$ и коэффициенты α и β , определяющие энергетическую зависимость ширины затухания f (40).

Результаты анализа компонент сечения фотоделения ^{236}U и ^{238}U представлены на рис.4, параметры барьеров деления - в табл.2. На рис.5 сумма рассчитанных компонент сравнивается с экспериментальными полными сечениями деления.

Таблица 2

Параметры барьеров деления, полученные при подгонке, МэВ

Ядро	Барьер А				Барьер В			
	E_f^{0+}	E_f^{0-}	E_f^{1-}	$\hbar\omega$	E_f^{0+}	E_f^{0-}	E_f^{1-}	$\hbar\omega$
^{236}U	5,6	6,45	7,0	1,2	6,0	6,0	6,4	0,7
^{238}U	5,8	6,8	7,2	1,3	6,15	6,15	6,55	0,7

Параметры барьера $E_{fA}^{K\pi}$, $E_{fB}^{K\pi}$, $\hbar\omega_{AB}^{K\pi}$ благодаря широте экспериментально изученного энергетического диапазона фиксируются в достаточно узких интервалах:

$$\delta E_{fA}^{0\pi} \approx \pm(0,15+0,20) \text{ МэВ}; \quad \delta E_{fB}^{K\pi} \approx \pm(0,10+0,15) \text{ МэВ}; \quad \delta \hbar\omega_{A,B} \approx \pm(0,05+0,10) \text{ МэВ}, \quad (45)$$

за пределами которых описание сечений значительно ухудшается. Для барьера А можно выделить состояния с $K = 0$, так как в предположении "забывания К" во второй яме чувствительность к положению канала $K = 1$ значительно ниже, в связи с чем погрешность δE_{fA}^{1-} существенно, по-видимому, не менее чем в два раза, больше δE_{fA}^{0-} . Отметим также, что оценки (45) являются характерными погрешностями только для конкретной совокупности сформулированных выше предположений и не учитывают изменения параметров при уточнении этих предположений. Резонансная структура сечений обоих ядер была описана при параметрах $\alpha = 0,15$ МэВ, $\beta = 0,1$. В первой яме предполагалось полное затухание, что практически не сказывалось на результатах описания.

Нижеуказанный резонанс в сечениях ^{236}U и ^{238}U принадлежит к той категории состояний, ширина которых вследствие $\Gamma_B \approx D_\alpha \ll D_B$ определяется не выражением (18), а величиной $D_\alpha \ll \Gamma_{B6}$. Она слишком мала по сравнению с расстоянием между экспериментальными точками $\Delta E_{\text{макс}} = 0,1+0,2$ МэВ в интегральном выходе $\Delta(E_{\text{макс}})$. Поскольку при восстановлении сечений из данных $Y(E_{\text{макс}})$ фактически можно получить информацию лишь о числе делений в интервале $E_{\text{макс}}^{(i+1)} - E_{\text{макс}}^{(i)}$, наиболее адекватным содержанием математической обработки экспериментальных данных будет использованное на рис. 4-5 представление расчетной зависимости сечений в виде отрезков гистограммы, усредняющей в пределах шага измерений теоретическую кривую.

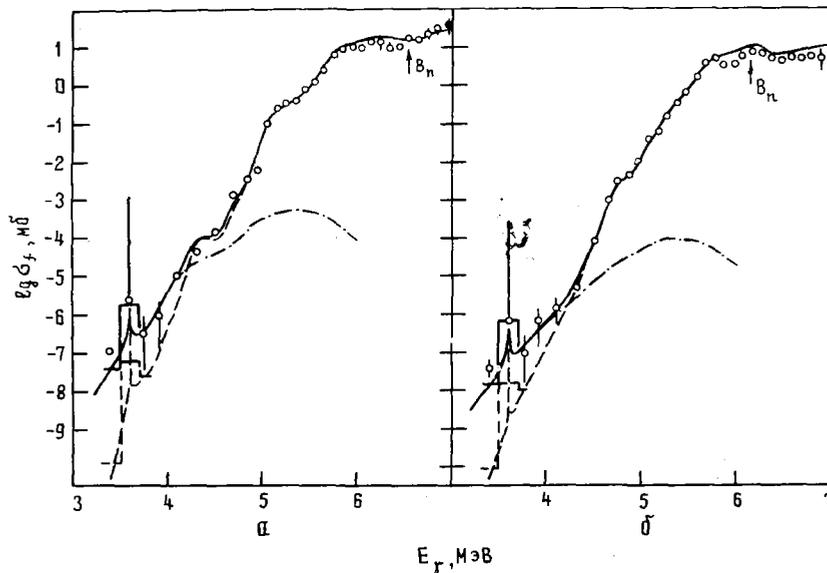


Рис. 5. Сравнение суммы рассчитанных компонент (—) с экспериментальными полными сечениями фотоделения (○) для ^{236}U (а) и ^{238}U (б). Суммарные сечения делений: --- — мгновенного; - - - — задержанного (смысл гистограмм тот же, что на рис. 4)

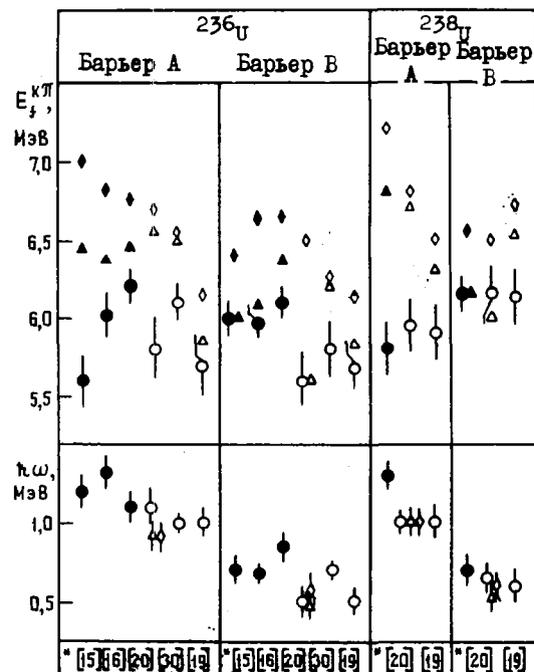
Резонансная структура сечений. С помощью анализа резонансной структуры сечений деления можно получать интересную информацию о спектре входных состояний и о взаимодействии делительной моды с другими типами движения ядра. К сожалению, эксперименты, результаты которых обсуждаются в данной работе, были ориентированы на другие цели и не содержат достаточно подробной информации, необходимой для такого анализа. Большой разрыв между экспериментальными точками по энергии в исследованиях на тормозном пучке γ -квантов может приводить не только к пропуску резонансов, но и явиться источником искажений решений (по-видимому, в основном сглаживания) как при интерполяции исходных данных, так и непосредственно при восстановлении сечений из выходов. При современном состоянии данных эти эффекты важнее влияния энергетического разрешения пучка микротрона (около 30 кэВ). Трудности их оценки, не говоря уже об учете, не позволяют ставить вопрос об адекватности полученных при подгонке параметров энергетической зависимости ширины затухания $\Gamma_{\text{вв}}(E - E_{\text{II}})$, хотя с ее помощью удалось описать резонансы, расположенные при энергиях $E - E_{\text{II}}$ от 1,5 до около 3,2 МэВ.

При расчете кривых, показанных на рис. 4-5, использовались следующие спектры входных состояний $E_{\text{в}}^{\text{ЯК}}$: для ^{236}U - $E_{\text{в}}^{2+0}$, равная 3,6; 4,3; 5,35 МэВ; $E_{\text{в}}^{1-0}$, равная 4,0; 5,1; 5,85 МэВ; $E_{\text{в}}^{1-1}$, равная 4,7; 5,6; 6,3 МэВ; для ^{238}U - $E_{\text{в}}^{2+0}$, равная 3,6; 4,7; 5,1 МэВ; $E_{\text{в}}^{1-0}$, равная 4,7; 5,35; 5,7 МэВ; $E_{\text{в}}^{1-1}$, равная 4,7; 4,8; 5,1; 5,55; 5,75 МэВ. Большая часть их отчетливо видна непосредственно в компонентах сечений. Часть резонансов, например в компоненте σ_f^{1-0} ядра ^{236}U при $E = 4,0$ МэВ, проявляется менее явно, но без их предположения невозможно "удержать" расчетную зависимость на нужном уровне, требуемом экспериментом. В некоторых случаях с этой целью приходилось предполагать два близких состояния ($E_{\text{в}}$, равная 4,7 и 4,8; 5,55 и 5,75 МэВ, в σ_f^{1-1} ядра ^{238}U), разница между которыми существенно меньше среднего расстояния между делительными уровнями, составляющего около 0,6 МэВ. Однако значительная дисперсия распределения расстояний между уровнями не позволяет судить, какому по счету возбужденному уровню квадрупольных колебаний - первому или второму - соответствуют наблюдавшиеся состояния при $E = 3,6$ МэВ.

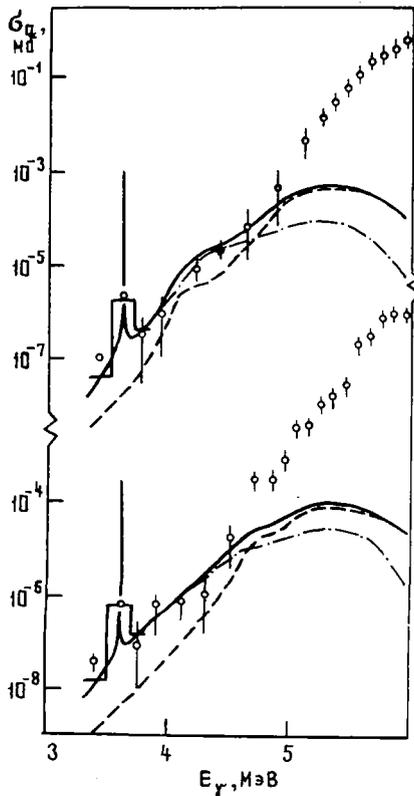
Параметры барьеров деления ^{236}U и ^{238}U . Сравнение результатов настоящего анализа с параметрами барьера ^{236}U и ^{238}U , полученными в других работах [15,16,19,20,30] приводится на рис. 6. Кроме работы [20], в которой также исследовалось фотоделение, все это результаты анализа вероятности деления в прямых реакциях (d, pf) [15,16,30] и (t, pf) [19].

Для рассеяния точек на рис. 6 существует много причин: различия в используемых теоретических моделях, параметрах и предположениях; разнородность экспериментальной информации как по типу реакции, так и диапазонам энергии и др. Некоторые расхождения в положениях каналов относительно основного состояния $\Delta E_{fA(B)}^{\text{КЯ}} = E_{fA(B)}^{\text{КЯ}} - E_{fA(B)}^{0+}$ непосредственно связаны с исходными предположениями о спектре каналов: в одних работах [15,20] зеркальная асимметрия горба $B(0^- - 0^+ - \text{вырождение})$ учитывается, в других [16,19,30] - нет. В первом случае, как видно из рис. 6, расщепление ΔE_{fA}^{0-} больше, особенно в анализах реакции (γ, f). В фотоделении вклад канала $0^-(J=1)$ выделяется строго, тогда как в прямых реакциях такой определенности из-за многочисленного набора доступных состояний нет.

Рис. 6. Сравнение результатов настоящего анализа (*) с параметрами барьеров деления ^{236}U и ^{238}U , полученными в работах [15,16,19,20,30]: \circ - параметры нижайшего канала $K^{\pi} = 0^+$; Δ - $K^{\pi} = 0^-$; \diamond - $K^{\pi} = 1^-$ (темные значки - результаты анализов в модели входных состояний)



Для основных состояний $E_{fA,B}^{0+}$ и параметров кривизны $\hbar\omega_{A,B}$ можно проследить следующую тенденцию, связанную с разницей в теоретических моделях деления. Модель входных состояний (сплошные значки) в сравнении с "моделью проницаемости" приводит в среднем к более высоким значениям $\hbar\omega_A$ и $\hbar\omega_B$, причем для горбов В это уменьшение толщины барьера компенсируется увеличением высоты.



На горбе А обращает на себя внимание систематическое расхождение значений E_{fA}^{0+} для ^{236}U , полученных в анализах реакций (γ, f) и (t, pf) , с одной стороны, и реакции (d, pf) , с другой. Обсуждение возможных причин этого расхождения, проявляющегося и для других ядер, представляет значительный самостоятельный интерес и выходит за рамки настоящей работы.

В заключение обсудим влияние квантовой структуры барьера на описание задержанного деления. В настоящем случае вследствие предположения о зеркальной асимметрии на горбе В расщепление ΔE_{fA}^{0-} и ΔE_{fA}^{1-} велики настолько, что несмотря на соотношение $\sigma_{\gamma}^{E2} \ll \sigma_{\gamma}^{E1}$, преобладающий вклад в задержанное деление в области изомерного шельфа вносит квадрупольное фотопоглощение. Парциальные вклады в полное сечение задержанного деления ^{236}U и ^{238}U квадрупольного канала $J^{\pi}K = 2^{+}0$ и дипольных каналов $J^{\pi}K$, равных $1^{-}0$ и $1^{-}1$ (последние нельзя разделить в модели с "забыванием K") показаны на рис.7.

Рис.7. Парциальные вклады в полное сечение задержанного деления (—) ^{236}U (вверху) и ^{238}U (внизу) квадрупольного канала $J^{\pi}K = 2^{+}0$ (---) и дипольных каналов $J^{\pi}K = 1^{-}0$ и $1^{-}1$ (· · · · ·). Смысл гистограммы тот же, что на рис.4; \circ - изотропные компоненты сечения фотоделения σ_d

Описание сечения задержанного деления без привлечения других квадрупольных каналов, в частности $J^{\pi}K = 2^{+}2$, не вызвало трудностей. В работе [15] состояниям с $K^{\pi} = 2^{+}$ принадлежит большая роль вследствие принятого предположения об аксиальной асимметрии формы ядра на горбе для ^{236}U и связанного с ней вырождения состояний K^{π} , равных 2^{+} и 0^{+} . Оно влечет за собой значительное увеличение вероятности деления и, как следствие, при подгонке под экспериментальные данные - уменьшение радиационной ширины, использовавшейся в работе [15] в качестве свободного параметра. Однако это предположение не представляется необходимым, так как расчеты работы [31] предсказывают, что выигрыш в потенциальной энергии на внутреннем горбе А от включения β -деформации, достигающий примерно 1,5-2 МэВ в районе $S_{II} - F_{II}$, резко падает с уменьшением числа нуклонов, составляя для ^{236}U всего около 0,3 МэВ.

Выводы

Несмотря на трудности, возникавшие в связи с нехваткой экспериментальной и теоретической информации о характеристиках, как непосредственно исследовавшихся, так и необходимых для описания, анализ достиг цели. Краткие итоги его состоят в следующем:

1. Показана возможность единообразного описания экспериментальных данных в рамках модели входных состояний во всей изученной области подбарьерных энергий.
2. Исследованы наиболее важные аспекты применения данной модели, связанные с закономерностями образования резонансной структуры сечений, а также модели каналов деления, включающей эффекты асимметрии седловых конфигураций двугорбого барьера.

3. Показана принципиальная ограниченность усредненного описания явления изомерного шельфа, область которого наиболее характерна для проявления дискретной структуры спектра состояний в обоих ямах.

4. Выявлены трудности интерпретации ширины подбарьерных резонансов, в значительной степени связанные со спецификой экспериментов на тормозных пучках и с общим состоянием экспериментальных данных по фотоделению. С этой точки зрения благоприятные возможности реакций (γ, f) для изучения квантовых явлений в делении ядер далеко не исчерпаны.

Список литературы

1. Strutinsky V.M. Nucl. Phys., 1967, v. A95, p. 420; 1968, v. A122, p. 1.
2. Bowman C.D. Phys. Rev., 1975, v. C12, p. 856; Bowman C.D., Schröder I.G., Dick C.E., Jackson H.E. Ibid., 1975, v. C12, p. 863.
3. Лучко В.Е., Игнатик А.В., Остапенко Ю.Б. и др. Письма в ЖЭТФ, 1975, т. 22, с. 255.
4. Zhuchko V.E., Ignatyuk A.V., Ostapenko Yu. B. e.a. Phys. Letters, 1977, v. 68B, p. 323.
5. Лучко В.Е., Остапенко Ю.Б., Смиренкин Г.Н. и др. Ядерная физика, 1978, т. 28, с. 1185.
6. Там же, 1978, т. 28, с. 1170.
7. Лучко В.Е., Игнатик А.В., Остапенко Ю.Б. и др. Письма в ЖЭТФ, 1976, т. 28, с. 309.
8. Лучко В.Е., Остапенко Ю.Б., Смиренкин Г.Н. и др. Ядерная физика, 1979, т. 30, с. 634.
9. Работнов Н.С., Смиренкин Г.Н., Солдатов А.С. и др. Там же, 1970, т. II, с. 508.
10. Игнатик А.В., Работнов Н.С., Смиренкин Г.Н. и др. ЖЭТФ, 1971, т. 61, с. 1284.
11. Лучко В.Е., Ципенек Ю.М., Игнатик А.В. и др. Нормальный изомерный шельф и проницаемость двугорбого барьера. - В кн.: Нейтронная физика (Материалы 4-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 18-22 апреля 1977 г.). М., ЦНИИАтоминформ, 1977, ч. 3, с. 21-25.
12. Lynn J.E. UKAEA Rep. AERE - R5891. 1968. - In: IAEA Symposium on Physics and Chemie of Fission. Vienna, IAEA, 1969, p. 249.
13. Lynn J.E., Back V.B. J. Phys., 1974, v. A7, p. 395.
14. Goldstone P.D., Paul P. Phys. Rev., 1978, v. C18, p. 1733.
15. Geerlach U., Habs D., Just M. e.a. Z. Physik, 1978, v. A287, p. 171; Just M., Geerlach U., Habs D. e.a. In: IAEA Symposium on Physics and Chemie of Fission (IAEA-SM-241). Julich, 1979, p. 8.
16. Goldstone P.D., Hopkins F., Malmin R.E., Paul P. Phys. Rev., 1978, v. C18, p. 1706.
17. Бор О., Моттельсон Б. Структура атомного ядра. М., Мир, 1977, т. I, с. 295.
18. Back V.B. Nucl. Phys., 1974, v. A228, p. 323.
19. Back V.B., Hansen O., Britt H.C., Garrett J.D. Phys. Rev., 1974, v. C9, p. 1924.
20. Lindgren L.J., Alm A., Sandell A. Nucl. Phys., 1978, v. A298, p. 43.
21. Тараско М.З. Препринт ФЭИ-156, 1969.
22. Zhuchko V.E., Ostapenko Yu.B., Soldatov A.S., Tsipenyuk Yu.M. Nucl. Inst. Meth., 1976, v. 136, p. 373.
23. Arruda Neto J.D.T., Herdade S.B., Bhandari B.S., Nascimento I.C. Phys. Rev., 1978, v. C18, p. 863.
24. Möller P., Nilsson S.G. Phys. Letters, 1970, v. B31, p. 283; Адеев Г.Д., Гамалия И.А., Черданцев П.А. Ядерная физика, 1970, т. 12, с. 272; Paschkevich V.V. Nucl. Phys., 1971, v. A169, p. 275.
25. Игнатик А.В., Истеков К.К., Смиренкин Г.Н. Ядерная физика, 1979, т. 29, с. 875.
26. Кравцов В.А. Массы атомов и энергии связи ядер. М., Атомиздат, 1974.
27. Lynn J.E. UKAEA Rep. AERE-R7468, 1974.
28. Russo P.A., Pedersen J., Vandenbosch R. In: IAEA Symposium on Physics and Chemie of Fission (Rochester, 1973). Vienna, IAEA, 1974, v. 1, p. 271.
29. Günther W., Huber K., Kneissl U., Krieger H. Nucl. Phys., 1978, v. A297, p. 254.
30. Back V.B., Bondorf J.P., Otroushenko G.A. e.a. Ibid., 1971, v. A165, p. 449.
31. Larsson S.E., Leander G. См./28/, p. 177.

Статья поступила в редакцию 15 октября 1979 г.

РАДИАЦИОННЫЙ ЗАХВАТ НЕЙТРОНОВ ^{240}Pu НА СПЕКТРАХ АКТИВНОЙ ЗОНЫ РЕАКТОРА БР-5

В.И. Иванов, В.А. Толстиков

RADIATION CAPTURE OF NEUTRONS BY ^{240}Pu AT THE BR-5 REACTOR CORE SPECTRA. The radiation capture cross-section of ^{240}Pu for a neutron spectrum in the vicinity of the centre of the BR-5 reactor core with a fuel charge of PuO_2 and the relative distribution of capture integrals in ^{240}Pu along the height of a reactor have been measured by alpha- and mass-spectrographic methods. The results of measurements are compared with the values obtained by averaging the available group constant systems of the radiation capture of neutrons by ^{240}Pu over the calculated reactor spectra.

В физике быстрых реакторов существенное значение имеет знание сечений радиационного захвата быстрых нейтронов тяжелыми изотопами плутония, во-первых, потому что эти сечения влияют на баланс нейтронов в быстрых реакторах первого поколения, где предполагается использовать плутоний, полученный при переработке твэлов тепловых реакторов, с большим содержанием тяжелых изотопов (более 20%); во-вторых, эти сечения необходимо знать для оценки накопления более далеких трансплутониевых элементов, полученных в результате облучения ядерного топлива в реакторе.

Экспериментальных данных по радиационному захвату быстрых моноэнергетических нейтронов ^{240}Pu мало, а исследованный при этом диапазон энергий нейтронов ограничен и не превышает нескольких сот килоэлектрон-вольт [1-4]. Поэтому имеющиеся в настоящее время кривые зависимости сечения радиационного захвата нейтронов ^{240}Pu от энергии нейтронов и, следовательно, его групповые константы в более высокой области энергий основываются на теоретических расчетах сечений захвата [5-12]. Связанная с этим значительная неопределенность в групповых сечениях захвата ^{240}Pu приводит к необходимости проверки и корректировки их по данным интегральных измерений.

В настоящей работе измерены сечение радиационного захвата нейтронов ^{240}Pu на спектре вблизи центра активной зоны реактора БР-5 с топливной загрузкой из двуокиси плутония и распределение интегралов захвата нейтронов в ^{240}Pu по вертикали на расстоянии $z = 4,6$ см от оси реактора. Полученные экспериментальные данные сравниваются с результатами усреднения существующих систем групповых констант захвата ^{240}Pu по расчетным спектрам нейтронов в месте облучения экспериментального пакета.

Проведение эксперимента

В реакторе БР-5 с топливной загрузкой из двуокиси плутония на расстоянии $z = 4,6$ см от центральной вертикальной оси был установлен экспериментальный пакет, в котором вместо твэлов находился чехол из нержавеющей стали с образцами некоторых изотопов актинидов [13-14]. Миллиграммовные количества ^{240}Pu были упакованы в ампулы. В образцы ^{240}Pu добавлен лантан в качестве носителя, способствующий лучшей очистке его от ^{241}Am после облучения. Поставленный на облучение ^{240}Pu содержал $(8,89 \pm 0,22)\%$ ^{239}Pu и $(0,16 \pm 0,01)\%$ ^{241}Pu .

Облучаемые образцы охватывали область от центральной плоскости реактора до нижнего конца торцевого никелевого отражателя, т.е. точки реактора с существенно разными спектрами нейтронов: от спектра, близкого к спектру деления, в центральной плоскости реактора до спектра, близкого к $1/v$, с границей около 1 эВ в никелевом отражателе. Облучение проводили около 144 эффективных суток при номинальной мощности реактора 5000 кВт.

Флюенс нейтронов $F = \bar{\phi}t$, полученный образцом, облученным в центральной плоскости реактора, составил $(1,31 \pm 0,07) \cdot 10^{22}$ нейтр./см² (с учетом переоценки максимальной плотности потока нейтронов $\phi_{\text{макс}}$ в центре реактора, определенной во время физического пуска реактора [15] и пересмотренной в работах [1,4,16,17]).

После облучения экспериментальный пакет был разобран в "горячей" лаборатории. Облученные образцы ^{240}Pu (с ними и необлученный образец-свидетель) были очищены от ^{241}Am , накопившегося за время от начала облучения образцов до их радиохимической переработки.

Первоначально определение интеграла захвата ^{240}Pu было выполнено по накоплению ^{241}Am , который является дочерним ядром ^{241}Pu , образующегося в результате радиационного захвата нейтронов ^{240}Pu во время облучения. Для этого из очищенных от ^{241}Am растворов ^{240}Pu были приготовлены пробы для α -спектральных измерений. Измерения проводили на ионизационном альфа-спектрометре (разрешение около 50 кэВ).

Из отношений α -активностей, зная периоды полураспада ^{241}Am ($432,7 \pm 0,6$ года) и ^{240}Pu ($(6,54 \pm 0,01) \cdot 10^3$ лет) [18], с учетом изотопного состава находили количества ^{241}Am в пробах. Измерения проводили в течение четырех лет. По результатам измерений методом наименьших квадратов построили кривые распада, по которым определяли количества ^{241}Am в образцах на момент окончания облучения. В результаты вводили также поправки на распад ^{241}Pu во время облучения.

Позднее накопление ^{241}Pu в этих образцах определили с помощью масс-спектрометра МИ-1306 [19]. Сравнение данных, полученных этими двумя методами, показало, что в пределах ошибок измерений результаты α - и масс-спектральных анализов согласуются.

Так как точность измерений при масс-спектральном анализе (особенно для образцов с малым содержанием ^{241}Pu) была существенно выше, чем точность, достигнутая при α -спектрометрии, представленные в настоящей работе результаты основаны на данных, полученных при масс-спектрометрических измерениях.

Результаты исследований

Интеграл радиационного захвата нейтронов ^{240}Pu пропорционален отношению числа ядер ^{241}Pu , образовавшегося за период облучения, к числу исходных ядер ^{240}Pu :

$$C_{240} \equiv \frac{N_{241} + (F_{241} + C_{241})}{N_{240} + (F_{240} + C_{240})} = \int_0^T \int_0^E \sigma_{n,\gamma}^{240}(E) \varphi(E,t) dE = \bar{\sigma}_{n,\gamma}^{240} \bar{\varphi} t,$$

где F_i и C_i - поправки в экспериментально определенное отношение N_{241}/N_{240} на выгорание во время облучения ядер ^{241}Pu и ^{240}Pu в результате процессов деления и радиационного захвата; $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{240}$ и $\bar{\varphi}$ - средние по спектру нейтронов сечения захвата ^{240}Pu и плотность потока нейтронов соответственно. Поправки F_i и C_i оценивались расчетным путем. Они составляли около 1%. Кроме того, в конечный результат вводили поправки на распад ^{241}Pu как во время облучения, так и за период от конца облучения до начала измерений.

В табл.1 приведены после экстраполяции к точке с $r = 4,6$ см, $z = 0$ величины C_{240} , $\bar{\varphi} t$, рассчитанное по ним значение среднего по спектру нейтронов сечения радиационного захвата нейтронов ^{240}Pu , а также отношения C_{240}/C_i и величины $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{240}$, полученные из этих отношений через усредненные по спектру нейтронов в месте облучения значения сечений захвата ^{238}Pu , ^{235}Pu , ^{233}U и ^{239}Pu . Образцы указанных изотопов облучали в том же экспериментальном пакете, что и образцы ^{240}Pu . В этой же таблице приведены данные работы [20], полученные при облучении в реакторе ЕВР-II.

Таблица I

Сечения радиационного захвата нейтронов ^{240}Pu , определенные разными методами по результатам измерений вблизи центра реакторов БР-5 и ЕВР-II

Параметр	БР-5 ($r = 4,6$ см, $z = 0$)	ЕВР-II ($r = 1,28$ см, $z = 0$)
Через $\bar{\varphi} t$:		
C_{240}	$(0,278 \pm 0,018) \cdot 10^{-2}$	-
$\bar{\varphi} t$, нейтр./см ²	$(1,31 \pm 0,07) \cdot 10^{22}$	-
$\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{240}$, мб	212 ± 17	-

Параметр	БР-5 (r = 4,6 см, z = 0)	ЕВР-II (r = 1,28 см, z = 0)
Через $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{238U}$:		
C_{240}/C_{238}	1,49±0,12	1,50±0,09
$\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{238}$, мб (расчет)	141 ^x ; 148 ^{x2}	138 ^x
$\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{240}$, мб	211±18; 221±19	207±6
Через $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{235U}$:		
C_{240}/C_{235}	0,845±0,057	0,837±0,019
$\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{235}$, мб (расчет)	239 ^x ; 248 ^{x3}	234 ^x
$\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{240}$, мб	202±14; 210±15	196±5
Через $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{233U}$:		
C_{240}/C_{233}	1,49±0,11	1,39±0,03
$\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{233}$, мб (расчет)	161 ^{x4} ; 136 ^{x5}	136 ^x
$\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{240}$, мб	240±18; 203±15	189±4
Через $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{239Pu}$:		
C_{240}/C_{239}	1,22±0,08	-
$\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{239}$, мб (расчет)	156 ^x ; 172 ^{x5}	-
$\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{240}$, мб	190±13; 210±14	-
<p>x Расчет спектра нейтронов реактора по программе АРАМАКО с использованием констант БНАБ-78. Индикатор - по БНАБ-78.</p> <p>x2 Расчет спектра нейтронов реактора по программе М-23 с использованием констант БНАБ-70. Индикатор - по БНАБ-70.</p> <p>x3 Спектр нейтронов по программе АРАМАКО с использованием констант БНАБ-78. Индикатор - по ENDF-76.</p> <p>x4 Спектр нейтронов по программе АРАМАКО с использованием констант БНАБ-78. Индикатор - по БНАБ-70.</p> <p>x5 Спектр нейтронов по программе АРАМАКО с использованием констант БНАБ-78. Индикатор - по ENDF.</p>		

Расчет спектров нейтронов в месте облучения образцов в реакторах БР-5 и ЕВР-II, по которым проводили усреднения сечений, выполнен по программе АРАМАКО [21] с использованием групповых констант БНАБ-78 [9]. При усреднении групповые сечения захвата для ^{238}U взяты из данных БНАБ-78 и БНАБ-70 [22] (расчет спектра нейтронов реактора во втором случае был выполнен по программе М-26 [23]); для ^{235}U - из БНАБ-78 и ENDF-76 [10]; для ^{233}U - из БНАБ-70 [22] и работы [11]; для ^{239}Pu - из БНАБ-78 и работы [11].

Далее приведены ошибки определения C_{240} и $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{240}$ и их основные компоненты при оценке сечения захвата нейтронов ^{240}Pu через флюенс нейтронов во время облучения.

Источник погрешности	$\Delta C_{240}, \%$	$\Delta \bar{\sigma}_{n,\gamma}^{240}, \%$
Масс-спектрометрический анализ.....	$\pm 2,0$	-
Поправки на деление и захват ^{240}Pu и ^{241}Pu ...	$\pm 0,4$	-
Поправка на распад ^{241}Pu	$\pm 0,3$	-
Поправка на вычитание фона	$\pm 3,6$	-
Экстраполяция к $z = 0$	$\pm 4,0$	-
Ошибка определения флюенса нейтронов	-	$\pm 5,3$
Полная ошибка	$\pm 5,9$	$\pm 8,0$

Все указанные в табл.1 ошибки определения $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{240}$ через расчетные величины сечений захвата нейтронов другими изотопами не включают в себя ошибку расчета. Сравнение экспериментальных и расчетных величин $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{240}$ проведено в табл.2. В качестве экспериментального значения при этом использована величина, полученная из интеграла захвата через флюенс нейтронов. Содержащиеся в этой таблице расчетные величины радиационного захвата нейтронов ^{240}Pu получены усреднением $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{240}(E)$ из систем констант БНАБ-78, ENDF-76, UKNDL [12] и работ [7,11] по спектрам нейтронов реактора БР-5, рассчитанным по одномерным программам АРАМАКО и М-26 с использованием групповых констант БНАБ-78 (в первом случае) и БНАБ-70 (во втором случае).

Сравнение экспериментальной величины $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{240}$ с расчетными данными, полученными по разным программам расчета спектра реактора БР-5 с использованием разных групповых констант захвата

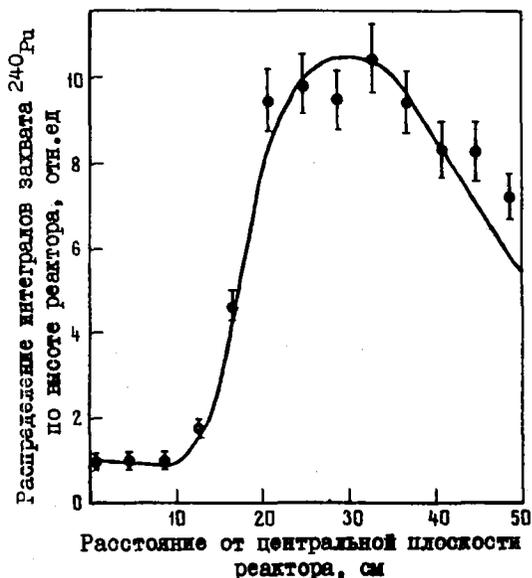
Таблица 2

$(\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{240})_{\text{эксп}}$ (через флюенс нейтронов), мб	Программа и константы	$[(\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{240})_{\text{расч}} - (\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{240})_{\text{эксп}}] / (\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{240})_{\text{эксп}}, \%$				
		БНАБ-78 [9]	ENDF [11]	UKNDL [12]	ENDL-76 [10]	В.А.Коньшин [7]
212 ± 17	АРАМАКО с константами БНАБ-78	+8,5	-16,0	-7,5	-18,9	+5,7
	М-26 с константами БНАБ-70	+2,8	-19,8	-11,3	-23,1	+0,5

На рисунке приведены экспериментальные данные и расчетное распределение интегралов захвата ^{240}Pu по высоте реактора на $z = 4,6$ см. Расчет выполнен по программе М-26 в P_1 -приближении и одномерной геометрии (сфера) с использованием системы констант БНАБ-70 при расчете спектров нейтронов и системы БНАБ-78 для расчета значений $C_{240} = \bar{\sigma}_{n,\gamma}^{240} \bar{\varphi} t$ по высоте реактора (факторы самоэкранировки f_c^{240} для случая $\sigma_0 = 10^5$ и температуры 900 К взяты из данных БНАБ-64 [4]).

Обсуждение результатов исследований

В качестве экспериментальной величины сечения радиационного захвата нейтронов ^{240}Pu вблизи центра реактора БР-5 ($z = 4,6$ см, $z = 0$) принято значение 212 ± 17 мб. Эта величина несколько отличается от значений, опубликованных ранее [13,14], что вызвано изменением величины $F = \bar{\varphi} t$, входящей в интеграл захвата $C_{240} = \bar{\sigma}_{n,\gamma}^{240} \bar{\varphi} t$. Как отмечалось выше, это изменение связано с переоценкой максимальной плотности потока нейтронов в центре реактора.



Сравнение экспериментальных (○) и расчетных (—) распределений интегралов захвата ^{240}Pu по высоте реактора БР-5 на расстоянии 4,6 см от центральной оси

Из табл.1 видно, что значение $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{240}$, полученное через флюенс нейтронов, в пределах ошибок измерений и расчета согласуется с такими же значениями, определенными с помощью экспериментальных отношений интегралов захвата $(\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{240} \bar{\varphi}) / \sigma_{n,\gamma}^i \bar{\varphi} t$ и расчетных значений сечений захвата ^{238}U , ^{239}U , ^{239}Pu и ^{239}Pu .

Значения $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{240}$, полученные усреднением по спектру нейтронов реактора для $\tau = 4,6$ см разных систем констант захвата ^{240}Pu (см.табл.2), имеют отклонения разного знака от экспериментальной величины. Эти отклонения $[(\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{240})_{\text{расч}} - (\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{240})_{\text{эксп}}] / (\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{240})_{\text{эксп}}$ не превышают $\pm 25\%$.

В табл.3 приведено сравнение экспериментальных и расчетных отношений $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{240} / \bar{\sigma}_{n,\gamma}^{238}$ для реакторов BP-5, EBR-II, OSIRIS, FORTISSIMO и RAPSODIE [23]. Как видно из таблицы, отклонения указанных отношений в этих реакторах (за исключением RAPSODIE) составляет около $\pm 7\%$.

Расчеты реакторов BP-5 и EBR-II были выполнены по программе АРАМАКО с использованием групповых констант БНАБ-78. Экспериментальные и расчетные величины, определенные на французских реакторах, взяты из работы [24]. Расчет реакторов был выполнен по программе HETAIRE с использованием системы групповых констант САДАРАСАДЕ/В-3.

Как видно из табл.2 и 3, расхождение расчетных и экспериментальных величин $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{240}$ и $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{240} / \bar{\sigma}_{n,\gamma}^{238}$ выходит за пределы требуемой точности их знания при определении ядерно-физических характеристик реакторов. В работе [25] указывается, что требуемая точность знания $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{240}(E)$ равна $\pm 4\%$. К настоящему времени достигнута точность $\pm 20\%$. Это требует дополнительных экспериментов по измерениям дифференциальных сечений захвата ^{240}Pu и ^{238}U в широком диапазоне энергий нейтронов, совершенствования групповых сечений захвата и проверки их на интегральных экспериментах.

Таблица 3

Сравнение экспериментальных и расчетных отношений $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{240} / \bar{\sigma}_{n,\gamma}^{238}$ для быстрых реакторов

Параметры		BP-5	EBR-II [20]	OSIRIS [24]	FORTISSIMO [24]	RAPSODIE [24]
$\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{240} / \bar{\sigma}_{n,\gamma}^{238}$	Эксперимент	$1,49 \pm 0,09$	$1,50 \pm 0,04$	$1,55 \pm 0,08$	$1,44 \pm 0,07$	$1,13 \pm 0,20$
	Расчет	1,59	1,60	1,46	1,34	1,38
$(\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{240} / \bar{\sigma}_{n,\gamma}^{238})_{\text{эксп}} - (\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{240} / \bar{\sigma}_{n,\gamma}^{238})_{\text{расч}}$		-6,7	-6,3	+6,2	+7,5	-18
$(\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{240} / \bar{\sigma}_{n,\gamma}^{238})_{\text{расч}}$						

Список литературы

1. Hochenbury R.W., Moyer W.R., Block R.C. Neutron capture, fission and total cross-section of plutonium-240 from 20 eV to 30 keV. - Nucl. Sci. and Engng, 1972, v.49(2), p. 153.
2. Weston L.W., Todd J.H. Neutron capture cross-section of plutonium-240. - Ibid., 1977, v.63(2), p. 143.
3. Wisshak K., Kappeler F. Neutron capture cross-section ratios of ^{240}Pu , ^{242}Pu , ^{238}U and ^{197}Au in the energy range from 10 to 90 keV. - Ibid., 1978, v.66(3), p.363-377.
4. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Бондаренко И.И., Николаев М.Н. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1964.
5. Caner M., Yiftah S., Shatz B., Meyer R. A new evaluation of nuclear data for plutonium-240, 241, 242. - In: Proceedings International Symposium of Physics of Fast Reactors (Tokyo, 16-19 October, 1973), Tokyo, 1973, v.2, p.683-702.
6. Анципов Г.В., Бендерский А.Р., Коньшин В.А., Суховицкий Е.Ш. Оценка ядерных констант ^{240}Pu для создания полного файла. - В кн.: Нейтронная физика (Материалы 3-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 9-13 июня 1975 г.). М., ЦНИИАтоминформ, 1976, ч.2, с.34-37.

7. Породинский Ю.В., Коньшин В.А., Анципов Г.В., Суховицкий Е.Ш. Групповые константы для ^{235}Pu , ^{239}Pu , ^{240}Pu и ^{241}Pu и сравнение их с данными других библиотек. - В кн.: Нейтронная физика (Материалы 4-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 18-22 апреля 1977 г.). М., ЦНИИатоминформ, 1977, ч.4, с.42-46.
8. Коньшин В.А. Методы оценки ядерных констант тяжелых делящихся ядер. - Изв. АН ЕССР, сер. физико-экономических наук, 1978, № 4, с.50.
9. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Николаев М.Н. и др. Новая система групповых констант для расчета быстрых реакторов. - Атомная энергия, 1980, т.48, вып.2, с.117-118.
10. Ваньков А.А., Воропаев А.И., Возяков В.В. и др. Групповые нейтронные сечения деления и радиационного захвата трансактинидов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1979, вып.3(34), с.34-60.
11. Garg S.B. A 27 group cross-section set derived from ENDF/B library. - INDC(IND)-21/G BARC-892. India, October 1977.
12. The United Kingdom Nuclear Data Library. England, 1974.
13. Leipunskii A.I., Bondarenko I.I., Kozachkovskii O.D. e.a. Experimental studies on fast-neutron reactor physics. - In: Proceedings Third International Conference Peaceful Uses Atomic Energy, P/368 UN, N.Y., 1965, v.6, p. 152.
14. Иванов В.И., Толстикова В.А. Сечения радиационного захвата и реакций (n , $2n$) для изотопов некоторых тяжелых элементов на спектрах активной зоны реактора БР-5. - В кн.: Труды Физико-энергетического института. М., Атомиздат, 1974, с.532-535.
15. Лейпунский А.И., Абрамов А.И., Александров Ю.А. и др. Исследования быстрого реактора БР-5 (пространственно-энергетическое распределение нейтронов). - Атомная энергия, 1961, т.11, вып.6, с.498.
16. Иванов В.И., Крот Н.Н., Смиренин Г.Н. Распределение отношения сечений радиационного захвата и деления для ^{239}Pu по высоте реактора БР-5. - Атомная энергия, 1964, т.16, вып.4, с.497.
17. Иванов В.И., Маркелов И.П., Толстикова В.А. Сравнение экспериментальных данных по радиационному захвату нейтронов некоторыми трансактиниевыми изотопами при облучении в реакторе БР-5 с расчетами по новым системам групповых констант. - См. настоящий выпуск, с.52-65.
18. Шиманская А.С. Ядерные константы трансактиниевых изотопов топливного цикла. - Препринт РИ-70, Ленинград, 1978.
19. Иванов В.И., Масленников Б.К. Масс-спектрометрическое исследование радиационного захвата нейтронов изотопами урана и плутония в реакторе БР-5. - В кн.: Материалы совещания "Масс-спектрометры и их применение в ядерной физике". Р-2377, Дубна, 1965, с.29.
20. Dudgey N.D., Meneghetti D., Heinrich R.R. e.a. Measurement and calculation of integral heavy-element cross-section ratios in the fast breeder reactor EBR-II. - Nucl. Sci. and Engng, 1974, v. 53(1), p. 9.
21. Хохлов В.Я., Савоськин М.М., Николаев М.Н. Комплекс программ АРАМАКО для расчета групповых макро- и блокированных микросечений на основе 26-групповой системы констант в подгрупповом приближении. - Ядерные константы. М., ЦНИИатоминформ, 1972, вып.8, ч.3, с.3.
22. Орлов В.В., Троянов М.Ф., Мамонтов М.Ф. и др. Экспериментально-расчетные исследования физики органов регулирования реактора БН-350 на сборках БЭС-22. - Препринт ФЭИ-306, 1972.
23. Bauchard J., Barry J.V., Darrunzet M. e.a. Fast reactor physics at C.E.A.: higher plutonium isotopes burn-up studies. - См. [5].
24. Николайшвили Ш.С., Золотухин В.Г., Маркелов И.П. и др. Методы и программы расчета реакторов на быстрых нейтронах. - В кн.: Труды советско-бельгийско-голландского симпозиума по некоторым проблемам физики быстрых реакторов. М., ЦНИИатоминформ, 1970, т.1.
25. Usachev L.N., Bobkov Yu.G., Kolesov V.E. e.a. Determination of transactinide nuclear data required accuracy for burn-up calculation in fast reactors. - In: International Conference on Neutron Physics and Nuclear Data for Reactors and Applied Purposes (Harwell, 25-29 Sept., 1978).

Статья поступила в редакцию 7 сентября 1979 г.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ДЛИН РАССЕЯНИЯ И СИЛОВЫХ ФУНКЦИЙ S_0 ИЗОТОПОВ $^{151,153}\text{Eu}$, ^{165}Ho , $^{166-168,170}\text{Er}$, ^{197}Au И ^{238}U

В.П. Вертебный, Н.Л. Гнидак, А.В. Гребнев, А.Л. Кирилэк,
Г.М. Новоселов, Е.А. Павленко, Н.А. Трофимова

DETERMINATION OF OPTICAL SCATTERING LENGTHS AND S_0 -STRENGTH FUNCTIONS FOR $^{151,153}\text{Eu}$, ^{165}Ho , $^{166-168,170}\text{Er}$, ^{197}Au , ^{238}U ISOTOPES. The resonance neutron self-shielding by the $^{151,153}\text{Eu}$, ^{165}Ho , $^{166-168,170}\text{Er}$, ^{197}Au , ^{238}U isotopes in transmission and scattering experiments has been investigated with the help of a Sc filter. Optical scattering lengths and S_0 -strength function values are given.

Работа посвящена экспериментальным исследованиям взаимодействия резонансных нейтронов с тяжелыми ядрами. Опыты выполнены с использованием интенсивного потока квазимонохроматических нейтронов, выделенных с помощью скандиевого фильтра на реакторе ВВР-М института ядерных исследований АН УССР. Как известно, в энергетической зависимости полного нейтронного сечения скандия имеется интерференционный минимум, сечение в котором $\leq 0,76$ [1]. Благодаря этому "окну" толстый слой скандия, помещенный в канале реактора, является прекрасным фильтром, выделяющим из "белого" спектра нейтронов реактора интенсивный пучок квазимонохроматических нейтронов с наиболее вероятной энергией около 2 кэВ [2]. Высокая интенсивность нейтронов позволила достаточно точно измерить полные сечения и сечения рассеяния образцов высокообогащенных изотопов $^{151,153}\text{Eu}$, ^{165}Ho , $^{166-168,170}\text{Er}$, ^{197}Au и ^{238}U при различных толщинах образцов в случае измерения пропускания и при различных толщинах экранов из исследуемого вещества в случае измерения сечений рассеяния. Для образца с концентрацией ядер n и экрана с концентрацией ядер n_1 измеряли усредненные по энергии (резонансам) пропускание

$$\bar{T} = \frac{\int \psi(E_n) \exp[-n\sigma_t(E_n)] dE_n}{\int \psi(E_n) dE_n} \quad (1)$$

и наблюдаемое сечение рассеяния

$$\bar{\sigma}_s^H = \frac{\int \psi(E_n) \sigma_s(E_n) \exp[-n_1\sigma_t(E_n)] dE_n}{\int \psi(E_n) \exp[-n_1\sigma_t(E_n)] dE_n}, \quad (2)$$

где $\psi(E_n)$ - спектральная функция нейтронов; $\sigma_t(E_n)$ и $\sigma_s(E_n)$ - полное сечение и полное сечение рассеяния при энергии нейтронов E_n . Определена также величина $-\frac{d\bar{T}}{dE_n} = \bar{\sigma}_t^H$, которая названа наблюдаемым полным нейтронным сечением. В случае тонких образцов $\bar{\sigma}_t^H$ и $\bar{\sigma}_s^H$ для s -нейтронов равны средним по энергии значениям полного сечения и полного сечения рассеяния соответственно при угловом моменте $\ell = 0$:

$$\left. \begin{aligned} \bar{\sigma}_t^H &= 2\pi^2 \lambda^2 \frac{\bar{\Gamma}_n}{D} + 4\pi R'^2 = 2\pi^2 \lambda^2 S_0 \sqrt{E} + 4\pi R'^2; \\ \bar{\sigma}_s^H &= 2\pi^2 \lambda^2 \frac{\bar{\Gamma}_n}{D} \left[\frac{\bar{\Gamma}_n}{\bar{\Gamma}_\gamma + \bar{\Gamma}_n} + (1 - F_1) \frac{\bar{\Gamma}_\gamma}{\bar{\Gamma}_\gamma + \bar{\Gamma}_n} \right] + 4\pi R'^2, \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

где F_1 - множитель, учитывающий флуктуации нейтронных ширин; R' - оптическая длина рассеяния; D - среднее расстояние между уровнями; $\bar{\Gamma}_\gamma$ - средняя радиационная ширина; $\bar{\Gamma}_n$ - средняя нейтронная ширина. При использовании достаточно толстых образцов вследствие резонансного самоэкранирования $\bar{\sigma}_t^H$ и $\bar{\sigma}_s^H$ в основном будут определяться средними значениями сечений между резонансами. Таким образом, можно определить отдельно сечение образования составного ядра (резонансный процесс) и сечение потенциального рассеяния, а также силовую функцию S_0 , оптическую длину рассеяния R' , иногда $\bar{\Gamma}_n^{02}$ и $\bar{\Gamma}_\gamma$.

В описанных далее экспериментах на скандиевом фильтре измеряли величины, усредненные по многим резонансам, так как ширина линии на полувысоте составляла около 600 эВ. Именно это обстоятельство обеспечило в некоторых случаях высокую точность определения силовых функций и оптических длин рассеяния. До сих пор эти величины определяли недостаточно точно для однозначного выбора вариантов теорий, описывающих взаимодействие нейтронов с атомными ядрами. Полученные данные важны также для физики реакторов, поскольку почти все исследованные изотопы принадлежат к так называемым реакторным материалам, а определение эффектов самоэкранирования способствует развитию правильных методов расчета пространственно-энергетических распределений нейтронов в различных средах.

Краткие сведения о результатах наших экспериментов на скандиевом фильтре изложены в работах [3-5]. В настоящей работе приведены экспериментальные данные, включающие описание скандиевого фильтра, методик измерения нейтронных сечений и методов обработки данных.

1. Скандиевый фильтр

Скандиевый фильтр длиной 96 см был набран из отдельных стержней диаметрами 13 и 10 мм, изготовленных из бидистиллата скандия высокой чистоты. Для предотвращения активации фильтра медленными нейтронами скандий защитили экраном из карбида бора толщиной $0,16 \text{ г/см}^2$ (пропускание для нейтронов с энергией $0,0253 \text{ эВ}$ составляло $0,04$, для нейтронов с энергией 2 кэВ - $0,95$). Фильтр был размещен во втором горизонтальном канале реактора ВВР-М так, что ближайший к границе активной зоны торец находился на расстоянии около 240 см от нее. Полный поток нейтронов с энергией 2 кэВ составлял примерно $5 \cdot 10^6$ нейтр./с, мощность дозы γ -квантов - около 7 мкр/с . Спектр нейтронов после фильтра исследован с помощью механического прерывателя нейтронов на 9-м канале с такой же конфигурацией активной зоны, как и на 2-м канале (рис.1). Скандий имел интерференционные минимумы и при более высоких энергиях нейтронов, которые обуславливали нежелательный фон быстрых нейтронов. Для исключения этого фона пучок нейтронов перекрывали марганцевым фильтром (металлический марганец плотностью $11,6 \text{ г/см}^3$ в дюралюминиевом контейнере с толщиной стенок $2,46 \text{ мм}$).

Марганец имеет сильный резонанс вблизи интерференционного минимума скандия. При установке такого фильтра на расстоянии около 60 см от выходного торца скандиевого фильтра примерно 99% нейтронов основной линии рассеиваются, тогда как быстрые нейтроны рассеиваются значительно слабее. Таким образом, в измерениях с марганцевым фильтром и без него удается разделить эффект и фон.

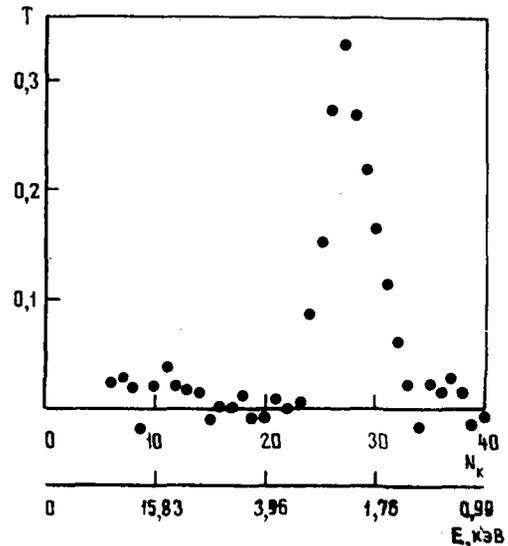


Рис.1. Пропускание скандиевого фильтра толщиной 96 см, измеренное с разрешением 55 во/м , в зависимости от времени пролета и энергии нейтронов (N_k - номер канала временного анализатора)

2. Измерение полных сечений (пропускания)

Схемы экспериментов. Полные сечения (пропускания) определялись двумя способами, условно названными "прямая геометрия" и "геометрия рассеяния". Первый вариант - это обычная схема эксперимента по определению пропускания. Образцы и фальш-контейнеры по заданной программе с помощью автоматического устройства по очереди устанавливали в пучок. Все измерения проводили с марганцевым фильтром и без него. Нейтроны, прошедшие через образец или фальш-контейнер, регистрировали с помощью батареи пропорциональных счетчиков СММ-37, наполненных ^3He до давления $7 \cdot 10^5 \text{ Па}$.

Эффективность детектора подчинялась закону $1/v$ и при энергии 2 кэВ составляла 1,5%. Батарея находилась в специальном павильоне на расстоянии 18,6 м; высота батареи 30 см, ширина 10 см, толщина 3,5 см. Время одного измерения составляло 30 с, длительность цикла - около 14 мин, число циклов варьировалось от 6 до 40.

Второй вариант (геометрия рассеяния) отличался от предыдущего тем, что в этом случае в качестве детектора был использован 2π -счетчик нейтронов с резонансным марганцевым рассеивателем. Благодаря этому удалось понизить фон быстрых нейтронов, так как при совместном использовании скандиевого фильтра и марганцевого рассеивателя происходит двойная селекция нейтронов по энергии. Марганцевый рассеиватель был изготовлен из крошки металлического марганца, которая заключалась в алюминиевый контейнер диаметром 30 мм и толщиной стенок 0,1 мм. Его помещали на расстояние около 2 м от выходного торца скандиевого фильтра. 2π -детектор нейтронов представлял собой батарею счетчиков СМ-37. Общее число счетчиков 46, длина батареи 50 см, ширина 20 см. Эффективность нейтронов, рассеивающихся под углом 90° , составляла 2%. Более подробное описание 2π -детектора содержится в следующем разделе (с помощью этой же установки измеряли нейтронные сечения рассеяния). В результате измерения введены поправки на просчеты; при "мертвом" времени около 7 мкс и заданной скорости счета они составляли не более 1%.

Усредненное по нейтронному спектру пропускание вблизи энергии 2 кэВ определяли по формуле

$$\bar{T} = \frac{\int \psi(E_n) \exp[-n\sigma_t(E_n)] dE_n}{\int \psi(E_n) dE_n} = \frac{J - J' - K(\Phi - \Phi')}{J_0 - J'_0 - K(\Phi_0 - \Phi'_0)}, \quad (4)$$

где J_0, J - скорость счета соответственно без образца и с исследуемым образцом; Φ, Φ_0 - скорость счета нейтронов соответственно с образцом и без него в пучке, перекрытом марганцевым фильтром (фон); J', J'_0, Φ', Φ'_0 - фоны посторонних источников, измеренные с помощью борированного полиэтилена (геометрия рассеяния I) или путем замены марганца-рассеивателя алюминиевым контейнером (геометрия рассеяния II); K - коэффициент искажения фона, учитывающий ослабление фона быстрых нейтронов марганцевым фильтром.

Оценка коэффициента искажения фона K . Теоретически этот коэффициент мог бы быть определен из энергетической зависимости полного сечения скандия и марганца, например по данным работ [1, 6]. Оценка показывает, что коэффициент находится в пределах 1,8-3,0. Для более точного определения он оценивался экспериментально по измерениям полного сечения воды, при этом выбирался таким, чтобы полное сечение воды было равно 44,14 б [7, 8].

В табл.1 приведены данные об использованных образцах воды при определении коэффициента K . Погрешности коэффициента учитывают и неточность определения сечения воды. Геометрии рассеяния I и II отличаются лишь способом определения фона источников: в геометрии I этот фон определяется при перекрытии пучка нейтронов борированным полиэтиленом диаметром 3 см и толщиной 15 см, в геометрии II - при измерении скорости счета от фальш-контейнера марганцевого рассеивателя.

Таблица 1

Данные об образцах воды и о коэффициенте искажения фона K

Геометрия эксперимента	Концентрация ядер, адро/б	Толщина образца воды, мм	Расчетное значение пропускания воды	Экспериментальное значение коэффициента K	Средневзвешенное значение коэффициента K
Прямая	0,0335	10	0,2274	$1,70 \pm 0,30$	} $1,75 \pm 0,30$
	0,067	20	0,05174	$1,78 \pm 0,35$	
Рассеяния I	0,0335	10	0,2274	$1,9 \pm 0,2$	} $2,0 \pm 0,3$
	0,067	20	0,05174	$2,1 \pm 0,2$	
Рассеяния II	0,0335	10	0,2274	$3,0 \pm 0,2$	} $3,0 \pm 0,5$
	0,067	20	0,05174	$3,0 \pm 0,3$	

Определение полных сечений эталонов - углерода и свинца. Для проверки методики измерений и в первую очередь справедливости выбора коэффициента K измеряли пропускание \bar{T} эталонов в зависимости от толщины образца. В качестве эталонов использовали образцы углерода и свинца, не имеющие резонансной структуры вблизи энергии 2 кэВ и, следовательно, резонансного самоэкранирования. В табл.2 приведены результаты измерений пропускания образцов углерода в зависимости от толщины образца. Образцы углерода изготовляли из реакторного графита. Диаметр образцов составлял 40 мм. Как видно из таблицы, наблюдаемые сечения образцов углерода не зависят от толщины образца. Результаты измерений, выполненных в прямой геометрии, геометриях рассеяния I и II, в пределах ошибок согласуются между собой. Указанные погрешности включают кроме статистического разброса и погрешность, связанную с возможным дрейфом скорости счета в ходе измерений. В последней графе указана погрешность, обусловленная неопределенностью в концентрации образца.

Отметим, что в геометриях рассеяния I, II погрешность полного сечения углерода, обусловленная неточностью определения коэффициента K ($\Delta K = \pm 0,3$ и $\Delta K = 0,5$ соответственно), составляет 0,005 б (около 0,1%), тогда как в прямой геометрии она равна 0,02 б (около 0,45%). Таким образом, результаты опытов в геометрии рассеяния менее чувствительны к погрешности определения коэффициента K .

Таблица 2

Полное нейтронное сечение углерода, измеренное с помощью скандиевого фильтра

Толщина образца, см	Концентрация ядер в образце, ядро/б	Усредненное пропускание	Полное нейтронное сечение, б			Ошибка в полном сечении, обусловленная ошибкой концентрации, б
			Прямая геометрия ($K = 1,75$)	Геометрия рассеяния I ($K = 2,0$)	Геометрия рассеяния II ($K = 5,0$)	
0,489	0,04340	0,8175	$4,66 \pm 0,15$	-	$4,63 \pm 0,15$	0,03
1,18	0,1047	0,6068	$4,78 \pm 0,03$	-	$4,75 \pm 0,03$	0,03
1,78	0,1587	0,4708	$4,76 \pm 0,02$	-	-	0,03
2,498	0,2217	0,3490	$4,74 \pm 0,01$	$4,70 \pm 0,03$	$4,73 \pm 0,03$	0,02
4,96	0,4402	0,1258	$4,73 \pm 0,01$	-	-	0,02
7,00	0,6212	0,0583	$4,74 \pm 0,02$	$4,72 \pm 0,03$	$4,73 \pm 0,03$	0,02
9,498	0,6619	0,04405	-	$4,72 \pm 0,03$	-	0,02
Среднее значение полного сечения			$4,74 \pm 0,02$	$4,71 \pm 0,03$	$4,73 \pm 0,03$	-

Наиболее вероятное значение $\bar{\sigma}_t$ углерода при энергии 2 кэВ с учетом отмеченных ошибок составляет $(4,73 \pm 0,02)$ б. При этом предполагалось, что распределения погрешностей подчиняются нормальному закону. Такое значение хорошо согласуется с наиболее точными экспериментальными работами:

σ_t , б	Данные работ
$4,70 \pm 0,08$	[9]
$4,94 \pm 0,14$	[10]
4,793 (оцененное)	[11]
$4,81 \pm 0,02$	[11]
4,693 (оцененное)	[12]
$4,75 \pm 0,05$	[13]
$4,73 \pm 0,02$	Настоящей

Согласно этим данным, оцененное значение полного сечения углерода получается равным $(4,730 \pm 0,013)$ б.

В табл.3 приведены результаты измерения полных сечений свинца. При измерениях использовали образцы из чистого свинца (99,9% основного вещества) в виде дисков диаметром 30 мм. Как видно из таблицы, при выбранном значении коэффициента К величина наблюдаемого полного сечения не зависит от толщины образца, поэтому оно может быть принято за истинное значение. Наиболее вероятное значение полного сечения свинца из всех измерений оказалось равным $(11,41 \pm 0,07)$ б, причем погрешность из-за неопределенности К составляет $\pm 0,02$ б. К сожалению, точные данные по измерению полного сечения свинца другими авторами в этой области энергий отсутствуют.

Таблица 3

Полное нейтронное сечение свинца в геометрии рассеяния П
при $K = 3,0 \pm 0,5$

Толщина образца, см	Концентрация ядер в образце, ядро/б	Пропускание образца	Полное нейтронное сечение, б	Отношение фона к эффекту $K\Phi/(J-K\Phi)$, %
0,1	0,00340	0,9619	$11,42 \pm 0,35$	11,2
0,82	0,01013	0,8898	$11,52 \pm 0,20$	12,0
0,6	0,01956	0,8032	$11,21 \pm 0,30$	12,7
0,8	0,0266	0,7389	$11,40 \pm 0,30$	13,0
0,92	0,02969	0,7130	$11,39 \pm 0,10$	13,0
1,72	0,05630	0,5255	$11,43 \pm 0,10$	13,5

Измерение пропускания Т образцов тяжелых изотопов. Образцы редких земель находились в виде порошков трехвалентных окислов. Характеристики образцов европия и эрбия приведены в табл.4 и 5 соответственно.

Все образцы, за исключением ^{165}Ho , имели диаметр 10 мм. Диаметр образцов гольмия составлял 16 мм. После обезвоживания в течение 4 ч при температуре до 750°C порошки редких земель заключали в контейнеры с резиновым уплотнением. Контейнеры наполняли в специальном боксе с поглотителем воды. Образцы золота (чистотой 99,99%) и природного урана (в виде фольги) имели диаметр 10 мм и толщины 0,5 и 0,05 мм соответственно. Для всех редкоземельных элементов измерения выполнены в прямой геометрии, а для ^{197}Au , ^{151}Eu , ^{238}U - в геометриях рассеяния I, П.

Таблица 4

Характеристика образцов изотопов европия

Образец	Химическое соединение	Изотопный состав, %	
		^{151}Eu	^{153}Eu
^{151}Eu	Eu_2O_3	97,5	2,5
^{153}Eu	Eu_2O_3	0,9	99,1

Таблица 5

Характеристика образцов изотопов эрбия

Образец	Химическое соединение	Изотопный состав, %						Химические примеси, %
		^{162}Er	^{164}Er	^{166}Er	^{167}Er	^{168}Er	^{170}Er	
^{166}Er	Er_2O_3	< 0,08	< 0,08	95,9	3,2	0,178	0,12	< 0,3
^{167}Er	Er_2O_3	< 0,2	< 0,2	1,35	94,2	4,23	0,22	< 0,2
^{168}Er	Er_2O_3	< 0,1	< 0,1	0,46	0,71	97,7	1,03	< 0,6
^{170}Er	Er_2O_3	< 0,1	< 0,1	0,74	0,55	1,01	97,7	< 0,5

В табл.6 приведены результаты измерений \bar{T} для изотопов $^{151}, ^{153}\text{Eu}$, ^{165}Ho , $^{166}-^{168}, ^{170}\text{Er}$, ^{197}Au , ^{238}U .

Таблица 6

Результаты измерений образцов исследуемых изотопов

Толщина образца, см	Концентрация образца, ядро/б	Пропускание образца	Отношение фона к эффекту, %	Наблюдаемое сечение, б	Статистическая погрешность, б	Погрешность, обусловленная неопределенностью k , б
<u>^{151}Eu (прямая геометрия)</u>						
0,3	0,00172	0,9177	24,9	44,3	0,5	0,8
0,5	0,00381	0,8363	26,0	41,3	0,2	0,8
5	0,02981	0,2836	50,4	36,7	0,1	0,9
10	0,06069	0,09377	80,6	33,4	0,1	1,0
15	0,09052	0,03489	142	31,8	0,1	1,6
20	0,12333	0,01211	269	30,2	0,1	2,1
<u>^{151}Eu (геометрия рассеяния I)</u>						
0,2	0,00101	0,95085		44,24	0,6	} $\pm 0,45$
0,5	0,00358	0,8391		43,28	0,7	
5,0	0,02981	0,2810		36,85	0,2	
1,0	0,06131	0,09321		33,03	0,2	
15	0,09114	0,03733		30,39	0,1	
20	0,12395	0,01545		27,96	0,2	
<u>^{153}Eu (прямая геометрия)</u>						
0,3	0,00148	0,9529	24,0	27,0	0,45	} $\pm 0,4$
0,5	0,00329	0,9032	24,5	25,3	0,2	
0,8	0,00476	0,8658	25,0	24,6	0,35	
1,5	0,00793	0,7808	25,6	25,5	0,1	
3,0	0,01665	0,6068	28,5	24,3	0,1	
5,0	0,02528	0,4744	31,7	23,80	0,05	
8,0	0,04193	0,3064	38,5	22,53	0,06	
10,0	0,05810	0,2299	43,0	22,00	0,04	
15,0	0,07964	0,1211	54,4	20,83	0,06	
20,0	0,10710	0,0656	70	19,75	0,05	
25,0	0,13226	0,0368	90,6	19,22	0,07	
29,5	0,15714	0,0212	122	18,8	0,1	
<u>^{165}Ho (прямая геометрия)</u>						
0,2	0,001067	0,9694	23,0	23,5	1,5	} $\pm 0,05$
0,4	0,003282	0,9071	23,0	24,1	0,5	
1,0	0,007213	0,8199	23,6	22,0	0,2	
2,8	0,020179	0,6094	26,4	18,95	0,35	
5,0	0,044736	0,3794	28,0	16,06	0,04	
10,0	0,079242	0,2124	31,0	13,95	0,2	
12,0	0,106346	0,1384	31,5	13,0	0,02	
17,0	0,151082	0,06953	32,0	12,05	0,01	
24,0	0,185588	0,04288	33,5	11,4	0,2	
29,0	0,230324	0,02407	34,0	10,5	0,2	

Продолжение табл.6

Толщина образца, см	Концентрация образца, ядро/б	Пропускание образца	Отношение фона к эффекту, %	Наблюдаемое сечение, б	Статистическая погрешность, б	Погрешность, обусловленная неопределенностью К, б
<u>166</u> Бг (прямая геометрия)						
0,3	0,00277	0,9309	23	20,22	1,9	} ±0,05
0,5	0,00571	0,8799	27	16,80	0,2	
1,5	0,01508	0,7496	24	13,52	0,2	
3,0	0,03141	0,5893	23	11,23	0,35	
5,0	0,04926	0,4517	24	10,6	0,11	
10,0	0,09681	0,2373	27	9,25	0,15	
15,8	0,151782	0,1160	25	8,59	0,10	
<u>167</u> Бг (прямая геометрия)						
0,3	0,00200	0,9385	24,2	26,2	1,1	} ±0,3
0,5	0,00421	0,8798	24,2	24,8	0,7	
0,8	0,00621	0,8295	23,7	24,5	0,5	
1,5	0,01169	0,7234	26,8	22,1	0,45	
3,0	0,02317	0,5485	29,3	20,3	0,2	
5,0	0,04002	0,3835	32,0	18,34	0,05	
8,0	0,06319	0,2458	38,0	16,61	0,05	
10,0	0,08278	0,1738	48,0	16,5	0,1	
15,0	0,12629	0,08088	48,0	14,3	0,1	
20,0	0,16580	0,04068	50,0	13,7	0,1	
<u>168</u> Бг (прямая геометрия)						
0,3	0,00310	0,9331	23,2	16,8	0,7	} ±0,1
0,5	0,00545	0,8960	26,2	14,6	0,4	
1,5	0,01640	0,7588	28,4	11,23	0,14	
3,0	0,03167	0,6098	28,2	10,015	0,03	
5,0	0,05218	0,4598	27,8	9,29	0,08	
5,0	0,05549	0,4429	27,5	9,07	0,07	
8,0	0,08385	0,3057	27,4	8,53	0,04	
10,3	0,10880	0,2247	26,4	8,12	0,02	
15,3	0,16392	0,1170	25,6	7,48	0,1	
20,3	0,21695	0,0643	25,3	7,05	0,02	
25,3	0,27244	0,0332	26,6	6,90	0,02	
<u>170</u> Бг (прямая геометрия)						
0,3	0,00246	0,9458	27,7	17,1	0,65	} ±0,04
0,5	0,00601	0,9049	27,7	14,3	0,5	
0,8	0,00747	0,8676	28,1	13,4	0,3	
1,5	0,01596	0,7622	28,4	11,4	0,12	
3,0	0,03057	0,6105	28,8	10,54	0,06	
5,0	0,04823	0,4744	28,9	9,86	0,03	
5,0	0,05046	0,4592	28,9	9,82	0,04	
5,0	0,05052	0,4595	28,9	9,80	0,03	
5,0	0,05155	0,4508	28,9	9,85	0,07	
10,0	0,10099	0,2300	30,8	8,95	0,02	
15,0	0,14902	0,1238	32,0	8,42	0,02	
21,1	0,20446	0,0675	32,6	7,58	0,08	

Толщина образца, см	Концентрация образца, ядро/б	Пропускание образца	Отношение фона к эффекту, %	Наблюдаемое сечение, б	Статистическая погрешность, б	Погрешность, обусловленная неопределенностью К, б
<u>¹⁹⁷Au (геометрия рассеяния I)</u>						
0,01	0,00054	0,9846	11,1	28,75	0,7	} ±0,05
0,05	0,00285	0,9281	11,1	26,2	0,3	
0,1	0,00571	0,8728	12,0	23,80	0,14	
0,2	0,01141	0,7858	21,12	21,12	0,10	
0,3	0,01712	0,7182	12,5	19,34	0,12	
0,4	0,02266	0,6597	12,5	18,36	0,07	
0,6	0,04532	0,4861	13,4	15,92	0,1	
1,0	0,05706	0,4213	15,0	15,15	0,15	
1,4	0,07989	0,3234	15,7	14,13	0,15	
1,8	0,10270	0,2582	16,3	13,37	0,15	
2,2	0,12553	0,1975	17,7	12,52	0,10	
2,7	0,15405	0,1467	18,5	12,45	0,09	
3,2	0,18258	0,1103	21,0	12,07	0,12	
<u>²³⁸U (геометрия рассеяния II)</u>						
0,1	0,00091	0,97823	14,7	24,1	0,7	} ±0,15
0,05	0,00223	0,95064	14,7	22,7	0,45	
0,08	0,00362	0,92619	14,7	21,2	0,20	
0,13	0,00586	0,89190	14,7	19,5	0,30	
0,19	0,00856	0,85111	14,7	18,8	0,15	
0,25	0,01127	0,81592	14,7	18,1	0,16	
0,30	0,01352	0,78824	14,7	17,60	0,13	
0,35	0,01577	0,76324	14,8	17,1	0,1	
0,39	0,01758	0,74020	14,8	17,1	0,1	

Из таблицы видно, что с возрастанием толщины образца относительный фон быстрых нейтронов исследуемых ядер возрастает, поэтому измерения при очень больших толщинах становятся затруднительными. Численные оценки показали, что вариации коэффициента К с толщиной для всех образцов незначительны. Геометрия рассеяния позволяет уменьшить относительный фон по сравнению с прямой геометрией почти в два раза.

Наблюдаемое полное нейтронное сечение $\bar{\sigma}_t^N = -\frac{\ln \bar{T}}{n}$ в зависимости от концентрации образца n приведено в табл.6. Погрешность $\Delta \bar{\sigma}_{ст}$ обусловлена статистическими флуктуациями и возможным дрейфом интенсивности нейтронов со временем. Погрешность, обусловленная неопределенностью в концентрации образца $\Delta \bar{\sigma}_n$, для тонких образцов редких земель составляет около 1% и для толстых образцов уменьшается до 0,5%. Концентрация образцов золота и урана определена с точностью примерно 0,5%. Сечение кислорода принималось равным 3,736 б. К сожалению, нет достаточно точных измерений сечения кислорода в области энергий нейтронов около 2 кэВ. Если использовать измерения полных сечений кислорода (выполненные в работе [8] при энергии нейтронов 24 кэВ), значение амплитуды когерентного рассеяния, а также оцененные в работе [14] данные для кислорода при энергии 2 кэВ, то для всех редких земель дополнительная погрешность $\Delta \bar{\sigma}_0$, обусловленная неточным знанием сечения кислорода, оценивается равной 0,05 б.

В последней графе табл.6 приведена погрешность $\Delta \bar{\sigma}_K$, обусловленная неопределенностью коэффициента К, которая почти не зависит от толщины образца (за исключением измерений ¹⁵¹Eu, выполненных в прямой геометрии).

3. Измерение сечений рассеяния

Сечение рассеяния исследуемого образца определялось путем сравнения скорости счета нейтронов, рассеянных на исследуемом образце x (N_x), со скоростью счета нейтронов, рассеянных на образце-этalone ($N_э$). Под эталонном подразумевался образец, сечение рассеяния которого известно с большой точностью. По измерениям на тонких образцах определяли величины, близкие к средним по энергии полным сечениям рассеяния. В опытах с экраном из исследуемого вещества определяли сечение рассеяния, усредненное по спектру отфильтрованных нейтронов вследствие резонансной самоэкранировки, т.е. $\bar{\sigma}_s^x(n)$.

Схема опыта показана на рис.2. Исследуемый образец помещали на расстояние около 2 м от выходного торца скандиевого фильтра в вакуумированной камере. Диаметр образцов равен 28-30 мм. На образец падал пучок нейтронов диаметром 25 мм, который формировался системой коллиматоров общей длиной 600 мм. По обе стороны от камеры рассеяния вдоль нейтронного пучка расположены вакуумные провода (по 900 мм) для уменьшения попадания в счетчик нейтронов, рассеянных в воздухе. Рассеянные образцом нейтроны регистрировались 2π -детектором, который собран из 46 пропорциональных счетчиков СМ-37, наполненных ^3He до давления $7 \cdot 10^5$ Па. Средняя эффективность регистрации нейтронов с энергией 2 кэВ в детекторе составляла около 4%.

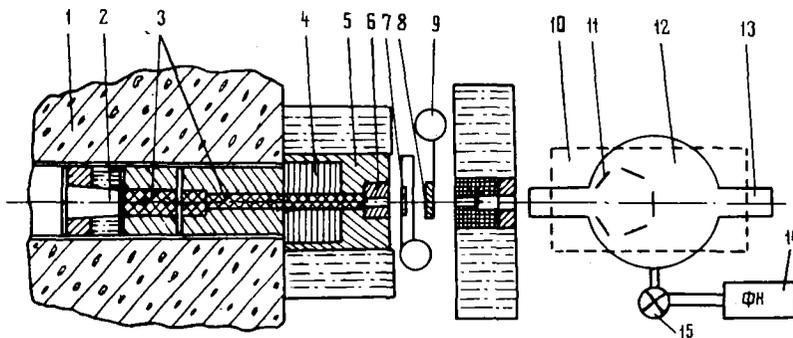


Рис.2. Схема установки для исследования резонансного самоэкранирования при рассеянии нейтронов: 1 - защита реактора; 2 - входной коллиматор из железа и борированного полиэтилена; 3 - скандиевый фильтр; 4 - текстолитовый коллиматор; 5 - выносной стальной коллиматор; 6 - выходной коллиматор из борированного полиэтилена; 7 - образец; 8 - марганцевый фильтр; 9 - устройства для смены образцов и марганцевого фильтра; 10 - 2π -детектор (счетчики, наполненные ^3He); 11 - изучаемые образцы и эталоны; 12 - вакуумированная реакционная камера; 13 - вакуумированный отросток; 14 - форвакуумный насос; 15 - вакуумный вентиль

В камере рассеяния помещали одновременно до пяти образцов: один или два исследуемых образца, один или два эталона, фальш-держатель образца и фальш-контейнер. Все образцы автоматически устанавливались на пучке по заданной программе. Кроме того, с помощью устройств, применявшихся для определения пропускания, при измерении фона пучок автоматически перекрывался марганцевым фильтром, а при исследовании самоэкранирования - экраном из исследуемого изотопа. Время измерения на одном образце составляло до 3 мин, а полный цикл - до 30 мин, число циклов варьировалось от 10 до 30.

Основные выражения и обозначения. Из результатов опытов вычислялась величина

$$\bar{\sigma}_s^x(n) = \frac{\int \psi(E_n) T(n, E_n) \sigma_s^x / \sigma_t^x (1 - T_x) dE_n}{\int \psi(E_n) T(n, E_n) \sigma_s^э / \sigma_t^э (1 - T_э) dE_n} \frac{n_э \sigma_s^э}{n_x} = \frac{N_x}{N_э} \alpha p \varphi. \quad (5)$$

Здесь $T(n, E_n)$ - пропускание экрана с концентрацией ядер n ; индекс "э" относится к величинам, характеризующим эталон, а индекс "x" - исследуемый образец; $T_x = \exp[-n_0^x \sigma_t^x(E_n)]$; $T_э = \exp[-n_э \sigma_t^э(E_n)]$;

$$N_x = J_x - J_k - K(\Phi_x - \Phi_k); \quad N_g = J_g - J_d - K(\Phi_g - \Phi_d), \quad (6)$$

(J_x, J_g, J_k, J_d - скорости счета нейтронов, рассеянных соответственно исследуемым образцом в контейнере, эталоне, фальш-контейнером и держателем; $\Phi_x, \Phi_g, \Phi_k, \Phi_d$ - соответствующие фоны в случае, когда пучок перекрыт марганцевым фильтром толщиной 11,16 г/см²) (см. раздел 2);

$$\alpha = \frac{1 - \bar{T}_g}{1 - \bar{T}_x} \bar{\sigma}_t^x(n); \quad \rho = \frac{\varepsilon_g}{\varepsilon_x} = \frac{A_x(A_g + 1)}{A_g(A_x + 1)} \quad (7)$$

поправка на изменение эффективности регистрации нейтронов вследствие потери энергии нейтронов после рассеяния (A_x, A_g - соответствующие относительные атомные массы); $\varphi \equiv \frac{\sigma_x}{\sigma_g}$ - отношение поправок на многократные рассеяния нейтронов в образце и эталоне ($\varepsilon_g, \varepsilon_x$ - соответствующая средняя эффективность регистрации рассеянных нейтронов).

Определение фона. Основными источниками фона в данной методике являются: фон посторонних источников; фон быстрых нейтронов, прошедших через скандиевый фильтр; рассеяние на держателе образца, в воздухе, диафрагмах, на концах коллиматоров и т.д.; рассеяние на контейнере образца. Фон посторонних источников практически постоянен во времени и составлял при закрытом шибере 7-10 имп/с. Природа фона быстрых нейтронов обсуждалась в предыдущем разделе. Как будет показано ниже, наиболее вероятное значение K в этих опытах составляет 2,5.

Фон, связанный с рассеянием на держателе образца, составлял примерно 40 имп/с; фон от контейнера образца определяли путем измерения скорости счета нейтронов, рассеянных пустым контейнером. Поправка на экранирование веществом задней стенки контейнера незначительна (около 0,1%). Отношение фона к эффекту при измерении $\bar{\sigma}_t^x(n)$ каждого конкретного ядра приводится в табл.7.

Таблица 7

Данные по рассеянию нейтронов для некоторых изотопов

Концентрация ядер экрана, ядро/б	Отношение фона к эффекту, %	Наблюдаемое полное сечение рассеяния, б		Статистическая погрешность в сечениях, б	Полная погрешность $\sqrt{\sum_i \Delta \sigma_{s_i}^2}$, б
<u>¹⁵¹Bu (n = 0,003582)</u>					
0	43	18,0		0,1	0,3
0,02981	60	13,4		0,1	0,2
0,09052	91	10,0		0,1	0,2
0,1233	164	9,2		0,15	0,2
<u>¹⁵³Bu (n = 0,000770; n = 0,000441)</u>					
0	47	13,9	14,8	0,1	0,3
0,05181	52	11,3	11,7	0,1	0,2
0,0600	62	10,0	10,1	0,1	0,2
0,09689	76	9,1	8,8	0,1	0,2
0,1290	110	9,0	9,0	0,2	0,3
<u>¹⁶⁵Ho (n = 0,001312; n = 0,003158)</u>					
0	35	19,4	18,7	0,1	0,31
0,002367	35	18,0	17,5	0,1	0,25
0,004174	35	16,7	16,4	0,1	0,24
0,006541	35	15,5	15,3	0,1	0,23
0,042940	54	10,8	10,7	0,1	0,20
0,084570	70	9,4	9,5	0,1	0,20
0,091100	74	9,2	9,3	0,1	0,21
0,106300	83	9,0	9,0	0,1	0,23
0,151100	112	9,0	9,0	0,2	0,27

Концентрация ядер эрана, $\mu\text{г}/\text{б}$	Отношение фона к эффекту, %	Наблюдаемое полное сечение рассеяния, σ		Статистическая погрешность в сечениях рассеяния, σ	Полная погрешность $\sqrt{\sum \Delta \sigma_{S_i}^2}$, σ
<u>^{166}Er ($n = 0,001438$)</u>					
0	41	17,2		0,1	0,3
0,0057	45	13,6		0,1	0,2
0,04925	49	8,0		0,1	0,2
0,1014	62	6,4		0,1	0,2
0,1489	72	6,1		0,15	0,2
<u>^{167}Er ($n = 0,0005275$)</u>					
0	50	18,0		0,05	0,3
0,045968	54	11,5		0,08	0,2
0,09285	60	9,2		0,10	0,2
0,1378	71	9,0		0,12	0,2
0,1830	102	9,0		0,14	0,2
<u>^{168}Er ($n = 0,003698$)</u>					
0	40	16,0		0,05	0,3
0,031668	59	8,2		0,07	0,2
0,055488	67	6,8		0,08	0,2
0,1087986	88	6,2		0,09	0,2
0,2169508	104	5,9		0,10	0,2
0,2724338	112	5,8		0,12	0,2
<u>^{170}Er ($n = 0,00390$)</u>					
0	38	16,5		0,1	0,3
0,0305747	61	9,8		0,1	0,2
0,0505249	62	9,2		0,1	0,2
0,1009903	67	8,4		0,1	0,2
0,149022	77	7,8		0,1	0,2
0,190	106	7,4		0,20	0,3
<u>^{197}Au ($n = 0,000540$; $n = 0,002850$)</u>					
0	24	26,0	23,7	0,1	0,4
0,022658	26	13,3	13,0	0,1	0,3
0,045316	27	12,1	12,0	0,1	0,2
0,10270	45	10,9	10,7	0,1	0,2
0,154051	72	10,0	9,7	0,1	0,2
0,182579	95	9,5	9,2	0,2	0,3

Поправки. Поправки на просчеты определяли методом двух источников. При загрузке 1 кГц она составляла 0,5%. Максимальная загрузка в экспериментах не превышала 1 кГц. Поправки на многократное рассеяние, рассчитанные методом Монте-Карло по средним сечениям, указаны в табл.8. Максимальная поправка для самого толстого образца - ^{151}Eu ($n\bar{\sigma}_t \approx 0,142$; $\sigma_s/\bar{\sigma}_t \approx 0,4$) - составляла около 7%, во всех остальных случаях - 0,1-0,5%. Поправочный коэффициент p при измерении сечений рассеяния образцов с $A > 150$ по отношению к свинцу составлял 1,002, тогда как при измерениях по отношению к углероду 1,074.

Образцы. В измерениях сечений рассеяния использовались образцы, приготовленные из изотопов редких земель с таким же обогащением, как и в измерениях полных сечений. Методика приготовления образцов аналогична той, которая описана в разделе 2. Данные об образцах представлены в табл.8.

Данные об исследуемых образцах

Исследуемое ядро	Образец	Чистота, или обогащение, %	Концентрация образца $\times 10^4$, ядро/б	Размеры образца, мм		Поправка на многократное рассеяние
				Диаметр	Толщина	
Углерод	Углерод	Реакторный	79,5	30,00	0,83	<0,1
			130	30,00	1,0	
			173	28,00	1,5	
Свинец	Свинец	99,9	34,0 63,7	30,00	1,7 2,0	<0,1
^{151}Eu	Eu_2O_3	97,5	10,0 35,82	30,00	1,0 6,0	<2 <7
^{153}Eu	Eu_2O_3	99,1	4,412 7,700	30,00	1,0 1,7	<0,3
^{165}Ho	Ho_2O_3	99,9	13,12 31,58	30,00	4,0 10,0	<0,5
^{166}Er	Er_2O_3	95,9	14,38	30,00	2,5	<0,3
^{167}Er	Er_2O_3	94,2	5,275	30,00	1,0	<0,3
^{168}Er	Er_2O_3	97,7	36,96	30,00	6,0	<0,3
^{170}Er	Er_2O_3	97,7	39,0	30,00	6,0	<0,3
^{197}Au	Золото	99,99	5,4 28,50	28,2	0,1 0,5	<0,3

Эталон. Чтобы иметь минимальные неопределенности в измерениях сечений рассеяния и определении величины коэффициента K со скандиевым фильтром, желательно использовать в качестве эталонов изотопы (или элементы) с малым сечением радиационного захвата и без резонансной структуры в широком диапазоне энергий. Наиболее подходящими эталонами являются углерод и свинец. Сечения рассеяния этих двух элементов сравнили экспериментально. Полные сечения рассеяния свинца и углерода хорошо известны из экспериментов по пропусканию (см. раздел 2).

В табл.9 приведено число импульсов, зарегистрированных в счетчике, от образцов углерода и свинца без марганцевого фильтра и с ним, а также от держателя. Приведен также чистый эффект, способ определения которого описан выше. Фон $\Phi_{\text{мл}}$ в обозначениях табл.9 равен $J_{\text{x+мл}} - J_{\text{g+мл}}$. Большое значение имеет правильный выбор коэффициента K . Следует отметить, что нижняя граница этого коэффициента определена в экспериментах по изучению рассеяния. Для этого измеряли пропускание марганцевого образца толщиной $1,6 \text{ г/см}^2$ после основного марганцевого фильтра (толщиной $11,16 \text{ г/см}^2$). При этом в камере рассеяния находился образец углерода ($0,16 \text{ г/см}^2$), свинца ($1,17 \text{ г/см}^2$) или марганца (3 г/см^2). Оказалось, что для углерода $K \geq 2,3 \pm 0,1$, для свинца $K \geq 2,5 \pm 0,1$. На основе этих экспериментов и результатов оценки коэффициент K был выбран равным $2,5$. Изменение коэффициента в пределах $\pm 0,5$ ведет к изменению экспериментального отношения сечения рассеяния свинца к сечению рассеяния углерода в пределах $\pm 1,6\%$. Отметим, что разница в значениях отношений полных сечений свинца и углерода, определенных из пропускания, и полных сечений рассеяния свинца и углерода составляла 2% . Авторы настоящей работы полагают, что эта разница связана с неточностью введения поправок на изменение эффективности регистрации нейтронов после упругого рассеяния на углероде. Такая неточность обусловлена вторичным попаданием рассеянных нейтронов в детектор после их рассеяния в защите. Так как все эксперименты выполнены на тяжелых изотопах, в качестве эталона был выбран свинец, при этом полное сечение рассеяния его принято равным $11,41$ (см.табл.3). В этом случае поправки на изменение эффективности детектора вследствие потери энергии при рассеянии нейтронов и анизотропии рассеяния составляли $\leq 0,2\%$.

Таблица 9

Результаты сравнения сечений рассеяния эталонов свинца и углерода с концентрацией ядер $n_c = 7,93 \cdot 10^{-3}$ ядро/б и $n_{Pb} = 6,37 \cdot 10^{-3}$ ядро/б

Образец	Число импульсов рассеянных нейтронов	Чистый эффект	$\sigma_t, б$	Сравнение отношений сечений эталонов
Углерод	621669	356163	$4,73 \pm 0,03$	$\frac{\sigma_t^{Pb}}{\sigma_t^c} = 2,412 \pm 0,016;$
Углерод+марганец	120092			
Свинец	1054345	664223	$11,41 \pm 0,07$	$\frac{\sigma_s^{Pb}}{\sigma_s^c} = \frac{N^{Pb}}{N^c} \frac{n^c}{n^{Pb}} \frac{\epsilon^c}{\epsilon^{Pb}} =$ $= 2,482 \pm 0,005$
Свинец+марганец	169938			
Держатель	88609	-	-	
Держатель+марганец	49333			

Полные сечения рассеяния тяжелых изотопов. Результаты измерений сечений рассеяния изотопов ^{151}Lu , $^{166-168,170}\text{Er}$, ^{165}Ho , ^{197}Au при разных толщинах экрана из исследуемого вещества представлены в табл.7. Для ^{153}Eu , ^{165}Ho , ^{197}Au приведены результаты измерения двух образцов, концентрации которых указаны в табл.8. Полная ошибка измерений

$$\sqrt{\sum_i \Delta \sigma_{S_i}^2} = \sqrt{\Delta \sigma_{S_{ст}}^2 + \Delta \sigma_{S_0}^2 + \Delta \sigma_{S_n}^2 + \Delta \sigma_{S_k}^2 + \Delta \sigma_{S_m}^2 + \Delta \sigma_{S_p}^2}, \quad (8)$$

где $\Delta \sigma_{S_{ст}}$ - погрешность, обусловленная статистическим разбросом, а также нестабильностью аппаратуры, мощности реактора и т.д.; $\Delta \sigma_{S_0}$, $\Delta \sigma_{S_n}$, $\Delta \sigma_{S_k}$, $\Delta \sigma_{S_m}$, $\Delta \sigma_{S_p}$ - погрешности, обусловленные неопределенностью соответственно сечений рассеяния кислорода, концентрации ядер в образце и эталоне, коэффициента искажения фона, многократного рассеяния нейтронов в образце, эффективности регистрации нейтронов.

4. Определение силовых функций S_0 и оптических длин рассеяния R'

Определение силовых функций и оптических длин рассеяния было выполнено методом площади [15] и методом Монте-Карло [16]. Метод площади отличается простотой и относительно малыми затратами времени счета на ЭВМ. Однако он применим лишь для ядер с $\bar{F}/\bar{D} \ll 1$. К сожалению, нет точных количественных оценок погрешностей этого метода. Возникает вопрос, применим ли он для таких изотопов, как ^{151}Eu и ^{153}Eu , у которых $\bar{F}/\bar{D} \approx 0,2$. Поэтому был применен другой, более строгий метод - метод Монте-Карло. Для удобства дальнейшего изложения вводятся определенные обозначения. Усредненное пропускание

$$\bar{T} = \frac{\int_{\epsilon_0 - \Delta\epsilon/2}^{\epsilon_0 + \Delta\epsilon/2} \psi(E_n) T(E_n) dE_n}{\int_{\epsilon_0 - \Delta\epsilon/2}^{\epsilon_0 + \Delta\epsilon/2} \psi(E_n) dE_n}, \quad (9)$$

а наблюдаемое сечение рассеяния

$$\bar{\sigma}_s^H = \frac{\int_{\epsilon_0 - \Delta\epsilon/2}^{\epsilon_0 + \Delta\epsilon/2} \psi(E_n) \frac{\sigma_{s\Delta}(E_n)}{\sigma_{t\Delta}(E_n)} \frac{1 - T_0(E_n)}{n_0} T_x(E_n) dE_n}{\int_{\epsilon_0 - \Delta\epsilon/2}^{\epsilon_0 + \Delta\epsilon/2} \psi(E_n) T_x(E_n) dE_n}. \quad (10)$$

В этих выражениях $\Delta\varepsilon$ - ширина спектра на полувысоте; ε_0 - средняя энергия нейтронов; $T_0(E_n) = \exp[-n_0 \sigma_{t\Delta}(E_n)]$ - пропускание рассеивателя; $T_x(E_n)$, $T(E_n)$ - пропускание соответственно экрана из исследуемого материала и образца; $\sigma_{t\Delta}(E_n)$ - полное нейтронное сечение с учетом Допплер-эффекта, равное

$$4\pi R'^2 + \frac{2\sqrt{\pi}}{\Delta} \sum_{\lambda} g_{\lambda} \Gamma_{n\lambda}^{\circ} \left[6,52 \cdot 10^5 \left(\frac{1}{\sqrt{E_n}} - \frac{\Delta\varepsilon_{\lambda}}{2E_n^{3/2}} \right) u(\xi_{\lambda}, \eta_{\lambda}) + \left(6,52 \cdot 10^5 \frac{\Delta\nu_{\lambda}}{2E_n^{3/2}} - 2,8625R' \right) v(\xi_{\lambda}, \eta_{\lambda}) \right] = \sigma_p + \sum_{\lambda} \sigma_{z\Delta\lambda} \quad (11)$$

($\sigma_p = 4\pi R'^2$ - сечение потенциального рассеяния); $\sigma_{z\Delta}(E_n)$ - сечение рассеяния с учетом Допплер-эффекта, равное

$$4\pi R'^2 + \frac{2\sqrt{\pi}}{\Delta} \sum_{\lambda} g_{\lambda} \Gamma_{n\lambda}^{\circ} \left[6,52 \cdot 10^5 \frac{\Gamma_{n\lambda}^{\circ}}{\Gamma_{\lambda}} u(\xi_{\lambda}, \eta_{\lambda}) - 2,8625 \cdot 10^3 R' v(\xi_{\lambda}, \eta_{\lambda}) \right] \quad (12)$$

(Γ_{λ} , $\Gamma_{n\lambda}^{\circ}$ - полная и приведенная нейтронные ширины λ -го резонанса, эВ; $u(x, y)$ и $v(x, y)$ - действительная и мнимая части комплексного интеграла вероятности;

$$\xi_{\lambda} = \frac{E_{0\lambda} - E_n}{\Delta}; \quad \eta_{\lambda} = \frac{\Gamma_{\lambda}}{2\Delta}; \quad (13)$$

$E_{0\lambda}$ - энергия λ -го резонанса, эВ). Допплеровская ширина $\Delta = C\sqrt{E_n/A}$, где A - относительная атомная масса; C - константа, определяемая эффективной температурой мишени.

Таким образом, величины \bar{T} и $\bar{\sigma}_S^H$ являются функциями четырех параметров: средней радиационной ширины $\bar{\Gamma}_n$, среднего расстояния между уровнями \bar{D} , средней приведенной нейтронной ширины $\bar{\Gamma}_n^{\circ}$ и длины потенциального рассеяния R' . При определении силовой функции $S_0 = \bar{\Gamma}_n^{\circ}/\bar{D}$ и длины рассеяния R' , как правило, \bar{D} и $\bar{\Gamma}_n$ принимались равными тем значениям, которые получены в области разрешенных резонансов, так как они определены относительно хорошо.

Метод площади. В работе [15] так же, как и в работах [17, 18], принято, что среднее по энергии значение пропускания \bar{T} равно среднему значению пропускания по отдельному резонансу:

$$\bar{T} = \frac{1}{\Delta\varepsilon} \int_{\varepsilon_0 - \Delta\varepsilon/2}^{\varepsilon_0 + \Delta\varepsilon/2} T(E_n) dE_n = \frac{1}{\bar{D}} \int_{-\bar{D}/2}^{\bar{D}/2} T(E_n) d\varepsilon. \quad (14)$$

Здесь $\varepsilon = E_n - E_0$, где E_0 - энергия резонанса. Фактически это - приближение однородного распределения уровней. В первом приближении получено следующее выражение для \bar{T} :

$$\bar{T} = \exp(-n\sigma_p) (1 - \bar{A}/\bar{D}). \quad (15)$$

Здесь $\bar{A} = \int_0^{\infty} A(\Gamma_n^{\circ}) \rho_n d\Gamma_n^{\circ}$,

$$\text{где } A(\Gamma_n^{\circ}) = \int_0^{\infty} \left\{ 1 - \exp[-n\sigma_{z\Delta}(E_n, \Gamma_n^{\circ})] \right\} dE_n \quad (16)$$

($\sigma_{z\Delta}$ включает резонансный и интерференционный члены); ρ_n - Портер-томассовское распределение приведенных нейтронных ширин [19].

При обработке экспериментальных данных в нулевом приближении значения S_0 и R' исследуемого изотопа выбирали равными оцененным значениям из работ [6, 20]. Затем по формуле (15) по экспериментальным данным для самых толстых образцов определяли первое приближение σ_p . Вычисленные таким образом значения σ_p мало чувствительны к ошибкам силовой функции (рис.3). Экспериментальные значения \bar{T} делили на $\exp(-n\sigma_p)$, а значение силовой функции S_0 варьировали так, чтобы получить наименьшие отклонения расчетных значений \bar{T} по формуле (15) от экспериментальных. Затем процедуру повторяли и методом последовательных приближений находили наиболее достоверные значения S_0 и R' . Применяли также метод наименьших квадратов.

Метод Монте-Карло. Расчет ядер, у которых уровни перекрываются вследствие Допплер-эффекта, выполнен методом статистических испытаний. Расчеты методом Монте-Карло, учитывающие флуктуации

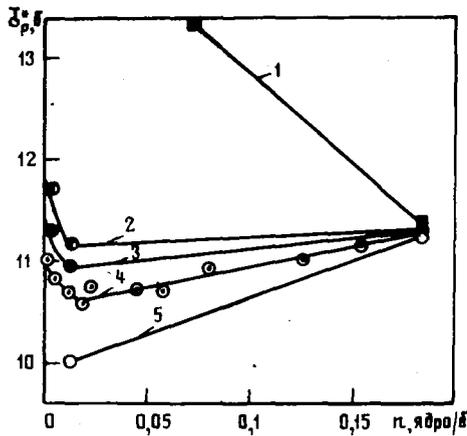


Рис. 3. Зависимость $\Sigma_{p, \text{eff}}^* = \frac{1}{n} \ln \left[\frac{\bar{\sigma}}{1 - \bar{\sigma}/\bar{D}} \right]$ от концентрации образца n для различных возможных значений силовой функции S_0 : 1 - 1,0; 2 - 1,9; 3 - 1,95; 4 - 2,0; 5 - 2,2

расстояний между уровнями, позволили также оценить границы применимости вышеописанного метода, в частности проверить справедливость допущения об эквидистантности уровней. Для определения S_0 и R' использовали наблюдаемые полные нейтронные сечения и наблюдаемые сечения рассеяния.

Расчет параметров нейтронных резонансов в неразрешенной области основывается на статистической теории, дающей рекомендации по распределению расстояний между уровнями и нейтронных ширин резонансов, и осуществляется с помощью соответствующих величин. Так, если ξ - величина, имеющая плотность распределения $p(x)$, то величина

$$\eta = \int_a^{\xi} p(x) dx, \quad (17)$$

где a , определяемая областью существования $p(x)$, распределена равномерно в интервале $(0,1)$. Выбирая $\eta_i \in (0,1)$ из соотношения, указанного выше, можно найти $\xi_i(\eta_i)$, которое и является искомым значением. Предполагается, что межрезонансные расстояния распределены по закону Вигнера [21]:

$$p(D_i) = \frac{\pi D_i}{\bar{D}^2} \exp\left(-\frac{\pi D_i^2}{4\bar{D}^2}\right), \quad (18)$$

где D_i - расстояние между соседними уровнями с одинаковым спином и четностью $\tilde{\pi}$. Решение уравнения (17) с плотностью распределения (18) имеет вид

$$D_i = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \bar{D} \sqrt{-\ln \eta_i}, \quad i = 1, 2, \dots \quad (19)$$

Обозначив энергию уровня, от которого производится отсчет резонансных уровней, через E_0 , положение первого резонанса можно определить как

$$E_1 = E_0 + D_1. \quad (20)$$

Положение второго уровня

$$E_2 = E_1 + D_2 \quad \text{и т.д.} \quad (21)$$

Для спина ядра-мишени $I \neq 0$ разыгрывания межрезонансных расстояний для уровней со спином $s_1 = I - \frac{1}{2}$ и $s_2 = I + \frac{1}{2}$ проводятся независимо. В первом случае расстояние между уровнями $D_1 = \bar{D}/q_1$, а во втором случае $D_2 = \bar{D}/q_2$, где \bar{D} - среднее наблюдаемое расстояние между уровнями с $\ell = 0$ и любым из возможных значений спина s ;

$$q_1 = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{1}{2I+1}\right) \quad \text{и} \quad q_2 = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{1}{2I+1}\right) - \quad (22)$$

статистический весовой фактор.

Нейтронные ширины для каждого уровня разыгрываются независимо по закону Портера - Томаса [19]:

$$p(x) = \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \left(\frac{x}{2}\right)^{-1/2} \exp\left(-\frac{x}{2}\right), \quad (23)$$

где $x \equiv \frac{\Gamma_n^o}{\bar{\Gamma}_n^o}$.

Подставив выражение (23) в (17), получим

$$\eta_i = \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \int_0^{x_i} \left(\frac{x}{2}\right)^{-1/2} \exp\left(-\frac{x}{2}\right) dx, \quad (24)$$

где $x_i = \frac{\Gamma_{n_i}^o}{\bar{\Gamma}_n^o}$.

Так как получить аналитическую зависимость $x_i(\eta_i)$, т.е. решить непосредственно уравнение (24), не представляется возможным, в уравнении (24) следует произвести замену $\xi = \sqrt{x}$:

$$\eta_i = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^{\xi_i} \exp(-\xi^2/2) d\xi, \quad (25)$$

где $\xi_i = \sqrt{\frac{\Gamma_{n_i}^0}{\bar{\Gamma}_n^0}}$, и выбрать другую, независимую от ξ случайную величину η с такой же плотностью:

$$p_\eta(t) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \exp(-t^2/2), \quad (26)$$

где $0 < t < \infty$.

Рассмотрим на плоскостях x, y случайную точку Q с декартовыми координатами ξ и η . Тогда

$$p_Q(x, y) = p_\xi(x) p_\eta(y) = \frac{2}{\pi} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{2}\right). \quad (27)$$

Переходя к полярным координатам $x = z \cos \varphi$, $y = z \sin \varphi$, получим

$$p_Q(z, \varphi) = \frac{2}{\pi} z \exp(-z^2/2), \quad (28)$$

где $0 \leq z < \infty$.

Области изменения полярных координат точки Q (назовем их ρ и θ)

$$0 \leq z < \infty, \quad 0 \leq \varphi < \frac{\pi}{2}. \quad (29)$$

Можно показать, что они независимы:

$$\begin{aligned} p_\rho(z) &= z \exp(-z^2/2); \\ p_\theta(z) &= 2/\pi. \end{aligned} \quad (30)$$

Таким образом, для вычисления ρ и θ получим уравнения

$$\int_0^\rho z \exp(-z^2/2) dz = 1 - \eta_1; \quad 2\theta/\pi = \eta_2. \quad (31)$$

(для удобства в первом уравнении η_1 заменено на $1 - \eta_1$), откуда

$$\rho = \sqrt{-2 \ln \eta_1}; \quad \theta = \pi \eta_2 / 2. \quad (32)$$

Возвращаясь к декартовым координатам $\xi = \rho \cos \theta$, $\eta = \rho \sin \theta$, определим

$$\begin{aligned} \xi &= \sqrt{-2 \ln \eta_1} \cos(\pi \eta_2 / 2); \\ \eta &= \sqrt{-2 \ln \eta_1} \sin(\pi \eta_2 / 2). \end{aligned} \quad (33)$$

Так как $\xi_i = \sqrt{\Gamma_{n_i}^0 / \bar{\Gamma}_n^0}$; $\eta_j = \sqrt{\Gamma_{n_j}^0 / \bar{\Gamma}_n^0}$, то

$$\Gamma_{n_i}^0 = \bar{\Gamma}_n^0 (-2 \ln \eta_i) \cos^2\left(\frac{\pi}{2} \eta_j\right); \quad \Gamma_{n_j}^0 = \bar{\Gamma}_n^0 (-2 \ln \eta_i) \sin^2\left(\frac{\pi}{2} \eta_j\right). \quad (34)$$

Формулы (34) позволяют по двум случайным числам η_i и η_j вычислить два независимых значения Γ_n^0 . Радиационная ширина Γ_r предполагалась независимой от спина и энергии резонанса и выбиралась одинаковой для всех уровней.

Таким образом, с помощью метода Монте-Карло по набору средних параметров (\bar{D} , $\bar{\Gamma}_n^0$, $\bar{\Gamma}_r$ и R') разыгрывались параметры нейтронных резонансов в области 1,7-2,3 кэВ, а затем по этим параметрам вычисляли наблюдаемые полные сечения и сечения рассеяния с учетом эффекта Доплера.

Практически для каждого изотопа в рассматриваемом диапазоне энергий реализуется какой-то один из возможных вариантов, характеризующих строго заданными нейтронными резонансами, нейтронными и радиационными ширинами. Поэтому определяемые на опыте средние сечения в терминах теории вероятности являются выборочными. В расчетах методом Монте-Карло наиболее вероятные значения этих сечений находили путем усреднения по 50-60 розыгрышам для каждого изотопа. Распределение выборочных средних по величинам, полученное для ^{197}Au , показало, что с вероятностью в 67%

определяемые таким образом наиболее вероятные сечения могут отличаться от $\bar{\sigma}_{\text{ист}}$ примерно на 1%. Такое различие вносит флюктуационную погрешность и в значения S_0 , R' , которые определялись по методу наименьших квадратов подгонкой наиболее вероятных сечений как функции средних параметров к соответствующим экспериментальным значениям.

5. Результаты и их обсуждение

В табл.10 приведены определенные авторами настоящей работы значения силовых функций S_0 , оптических длин рассеяния R' , а также величин $\bar{\Gamma}_p$ и \bar{D} , которые фиксировались при расчете. Значения, отмеченные звездочкой, получены методом Монте-Карло, остальные – методом площади. В таблице приведены ошибки силовой функции ΔS_n и $\Delta S_{\text{фл}}$, обусловленные соответственно неточностью описания результатов по методу наименьших квадратов и флюктуациями резонансных параметров. В результаты измерений R' были также введены поправки, учитывающие вклад p -волны $\Delta R'_p$ и интерференцию между уровнями $\Delta R'_и$. Следует отметить, что при вычислениях сечений редких земель полное сечение кислорода было принято равным $5,736 \text{ б [8]}$. В таблице приведены также погрешности, обусловленные точностью подгонки экспериментальных кривых $\Delta R'_n$, точностью определения коэффициента искажения фона $\Delta R'_K$ и флюктуацией резонансных параметров $\Delta R'_{\text{фл}}$. Последняя была вычислена по формуле Линна [22]:

$$\Delta R'_{\text{фл}} = 0,2277 S_0 \sqrt{\pi^2 - 6 \sum_{\lambda=1}^{m-1} \frac{1}{\lambda^2}}, \quad (35)$$

где λ – целое число; $2m - 1$ – число резонансов, параметры которых учитываются при вычислении R' .

Силовые функции и оптические длины рассеяния

Таблица 10

Изотоп	Фиксированные параметры $\bar{\Gamma}_p, \bar{D}$		$S_0 \cdot 10^4$	R', Φ	$\Delta S_n \cdot 10^4$	$\Delta S_{\text{фл}} \cdot 10^4$	Поправки R', Φ		Погрешности R', Φ		
	$\bar{\Gamma}_p, \text{эВ}$	$\bar{D}, \text{эВ}$					$-\Delta R'_p$	$\Delta R'_и$	$\Delta R'_n$	$\Delta R'_K$	$\Delta R'_{\text{фл}}$
^{151}Eu	0,09	0,56	4,1 ^x	7,63 ^x	0,11	0,18	0,12	0,06	0,06	-	0,05
^{152}Eu	0,100	0,99	1,95 ^x	8,16 ^x	0,10	0,11	0,05	0,06	0,09	-	0,07
^{155}Ho	0,073	5,4	1,75 ^x	8,2 ^x	0,10	0,26	0,10	0,055	0,09	0,05	0,11
			1,75	8,0	0,09				0,08		
^{166}Er	0,087	38,4	1,60	8,1	0,07	0,5	0,05	0,08	0,2	0,03	0,28
^{167}Er	0,085	4,1	1,90	8,0	0,10	0,20	0,05	0,05	0,15	0,15	0,11
^{168}Er	0,100	95,3	1,50	7,8	0,08	+1,35 -0,55	0,5	0,09	0,07	0,05	0,42
^{170}Er	0,087	155	1,35	8,3	0,06	+1,5 -0,6	0,07	0,06	0,08	0,03	0,44
^{197}Au	0,123	19,5	1,90 ^x	9,6 ^x	0,04	0,45	0,07	0,05	0,10	-	0,23
			1,90	9,6	0,04				0,10	0,03	
^{208}Tl	0,023	25,0	1,40	9,77	0,06	0,37	0,40	0,05	0,10	0,06	0,20

Как видно из табл.10, для случаев, когда $\bar{\Gamma}/\bar{D} \ll 1$ и $\Delta/\bar{D} \leq 0,2$, оба метода расчета (площади и Монте-Карло) позволяют получить близкие значения S_0 и R' . Отметим, что точность определения локальной силовой функции составляет 2-3%, локальной оптической длины рассеяния – 1-2%. В случае изотопов европия флюктуационные ошибки, связанные с ограниченностью выборки нейтронных резонансов, оказываются практически такими же, как экспериментальные ошибки. Для большинства четных изотопов эрбия преобладают флюктуационные ошибки. Полные погрешности определения R' составляют 2-6%. Следует отметить некоторое изменение окончательных результатов наших опытов по сравнению с предварительными данными [3-5]. Эти изменения произошли главным образом из-за

уточнения величины сечений рассеяния эталонов (свинца и углерода) и улучшения способов обработки данных. Проведены также повторные измерения, которые в пределах статистических погрешностей совпали с ранними измерениями. Для всех изотопов, кроме ^{151}Eu , ^{155}Eu , указанные изменения невелики. Интересно сравнить наши результаты по определению величин S_0 и R' с данными, полученными другими экспериментальными способами (табл.11,12). Как видно из таблиц, полученные результаты не противоречат друг другу. Однако наилучшая точность определения S_0 изотопов европия достигнута в наших экспериментах. Это позволяет сделать вывод, что силовая функция S_0 изотопа ^{151}Eu почти в два раза больше силовой функции изотопа ^{155}Eu . Что касается S_0 изотопов эрбия, то результаты настоящей работы в пределах ошибок согласуются с данными других авторов. Однако согласие по определению R' этих изотопов происходит лишь на уровне двойных стандартных отклонений.

Силовую функцию ^{238}U в области разрешенных резонансов определяли многие авторы. По оценке Бруксгейвской национальной лаборатории, $S_0 = (1,0 \pm 0,1) \cdot 10^{-4}$ [6], что значительно ниже полученного нами значения локальной силовой функции $S_0 = (1,40 \pm 0,06) \cdot 10^{-4}$.

Силовые функции S_0 и оптические длины рассеяния R' исследуемых изотопов

Таблица 11

Изотоп	$S_0 \cdot 10^4$			R', Φ	
	в области разрешенных резонансов	по усредненным сечениям захвата [25]	по данным настоящей работы	по данным других авторов	по данным настоящей работы
^{151}Eu	$3,2 \pm 0,5$ [23]	$4,1 \pm 0,3$	$4,10 \pm 0,15$	-	$7,70 \pm 0,11$
^{155}Eu	$2,3 \pm 0,7$ [23]	$2,5 \pm 0,2$	$1,95 \pm 0,13$	-	$8,16 \pm 0,10$
^{165}Ho	$1,9 \pm 0,3$ [6]	$1,9 \pm 0,4$	$1,75 \pm 0,25$	$8,1$ [26]	$8,15 \pm 0,14$
^{197}Au	$2,0 \pm 0,24$ [24]	-	$1,90 \pm 0,46$	$9,4 \pm 0,1$ [27]	$9,6 \pm 0,25$

Сравнение значений S_0 и R' , полученных в настоящей работе, с данными других авторов для изотопов эрбия

Таблица 12

Изотоп	S_0				R'		
	Настоящая работа	[28]	[29]	[30]	Настоящая работа	[30]	[31]
^{166}Er	$1,6 \pm 0,5$	$1,8 \pm 0,9$ $-0,4$	$1,7 \pm 0,23$	$1,9 \pm 0,7$	$8,1 \pm 0,35$	$7,7 \pm 0,9$	$8,9 \pm 1,0$
^{167}Er	$1,9 \pm 0,22$	$1,8 \pm 0,4$	$1,89 \pm 0,20$	$1,7 \pm 0,2$	$8,0 \pm 0,24$	$9,9 \pm 0,9$	-
^{168}Er	$1,5 \pm 1,36$ $-0,56$	$1,5 \pm 1,0$ $-0,5$	$1,5 \pm 0,21$	$1,4 \pm 0,7$	$7,85 \pm 0,43$	$6,6 \pm 0,8$	$9,4 \pm 0,5$
^{170}Er	$1,4 \pm 1,6$ $-0,6$	$1,3 \pm 0,8$ $-0,5$	$1,54 \pm 0,22$	-	$8,3 \pm 0,45$	-	$10,3 \pm 0,7$

В связи с тем, что в последнее время появились измерения с хорошим разрешением вплоть до энергии 4 кэВ, локальная силовая функция вычислена по резонансным параметрам работы [6] с учетом спектра нейтронов, выделенного скандиевым фильтром. Величина S_0 оказалась равной $(1,41 \pm 0,07) \cdot 10^{-4}$. Таким образом, результаты обоих экспериментов хорошо согласуются. Наблюдаемый всплеск в силовой функции связан с группированием "сильных" нейтронных резонансов ^{238}U вблизи $E_n = 2$ кэВ. Не исключено, что это группирование является проявлением некоторой промежуточной структуры.

Из табл.13 видно, что результаты измерения оптических длин рассеяния ^{238}U разными авторами в пределах полных ошибок согласуются друг с другом. Однако при энергии нейтронов 2 кэВ значение R' выше, чем при более низких и более высоких энергиях. Повышение значений R' и S_0 может быть обусловлено одной и той же причиной - существованием промежуточной структуры ^{238}U .

В табл.14 приведены значения различных сечений исследуемых изотопов.

В табл.15 сравниваются сечения захвата изотопов европия, полученные в настоящей работе, с данными других авторов; кроме того, приведены оцененные значения этих сечений. Все результаты, за исключением данных работы [32], где не указана погрешность, не противоречат друг другу. Однако следует отметить, что наилучшая точность достигнута в экспериментах настоящей работы.

(Спектр нейтронов после кадмиевого фильтра был изучен при участии П.Н.Вороны, разработка электронной аппаратуры выполнена группой Г.С.Падуна.)

Сравнение экспериментальных значений R' для ^{238}U , полученных различными методами

Таблица 13

R', Φ	$\Delta R'_{\text{эксп}}, \Phi$	$\Delta R'_{\text{фл}}, \Phi$	Диапазон энергий	Данные
9,77	0,12	0,15	1700-2300 эВ	Настоящая работа
9,44	0,05	-	0-1100 эВ	[32]
9,60	0,30	-	Резонанс 347 эВ	[33]
9,22	0,20	-	20-80 эВ	[34]
9,18	0,13	0	3-600 кэВ	[15]

Средние нейтронные сечения исследуемых изотопов, б

Таблица 14

Изотоп	Полное сечение, б		Сечение			
	нейтронное	рассеяния	поглощения $\bar{\sigma}_a = \bar{\sigma}_t - \bar{\sigma}_s$	потенциального рассеяния $\bar{\sigma}_p = 4\pi R'^2$	образования составного ядра $\bar{\sigma}_c = 2\pi^2 \lambda^2 S_0 \sqrt{E}$	резонансного рассеяния $\bar{\sigma}_s^z = \bar{\sigma}_s - \bar{\sigma}_p$
^{151}Eu	44,95±1,0	18,42±0,4	26,5±1,1	7,45±0,15	37,5±0,9	11,0±0,4
^{153}Eu	26,2±1,0	13,6±0,5	13,9±1,1	8,36±0,14	17,83±0,9	5,24±0,52
^{165}Ho	24,0±0,8	19,9±0,4	4,1±0,9	8,04±0,16	16,0±0,9	11,86±0,43
^{166}Er	22,8±0,7	-	-	8,02±0,4	14,6±0,6	-
^{167}Er	25,4±0,95	-	-	8,0±0,3	17,4±0,9	-
^{168}Er	21,34±0,7	-	-	7,64±0,14	13,7±0,7	-
^{170}Er	20,95±0,53	-	-	8,65±0,17	12,3±0,5	-
^{197}Au	29,0±0,4	26,5±0,3	2,5±0,5	11,57±0,24	17,40±0,35	14,9±0,4
^{238}U	24,8±0,65	-	-	12,0±0,25	12,8±0,55	-

Сравнение значений сечений захвата ^{151}Eu , ^{153}Eu и природного европия, полученных в настоящей работе, с данными других авторов

Таблица 15

Изотоп	Сечение захвата, б		
	Данные настоящей работы	Данные других авторов	Оцененное значение
^{151}Eu	26,5 ± 1,1	23,2 ± 1,4 [25] 25,8 ± 1,8 [35]	25,4 ± 0,8 -
^{153}Eu	13,9 ± 1,1	15,5 ± 1,4 [25]	14,5 ± 0,9
Природный европий	19,9 ± 1,1	19,2 ± 1,4 [25]	20,0 ± 0,7
		23,7 ± 2,4 [35]	
		19,5 ± 1,4 [36]	-
		26 [37]	-

Список литературы

1. Chrien R.E., Liou H.I., Block R.L., Kobayashi K. Phys. Letters, 1977, v. 71 B, p. 311.
2. Simpson O.D., Miller L.G. Nucl. Instr. and Meth., 1968, v. 61, p. 245.
3. Вертебный В.П., Кирилук А.Л., Гнядак Н.Л. и др. Полные и парциальные нейтронные сечения некоторых лантанидов и делящихся ядер, измеренные с помощью скандиевого фильтра. - В кн.: Нейтронная физика (Материалы 3-й конференции по нейтронной физике, Киев, 9-13 июня 1975 г.). М., ЦНИИатоминформ, 1976, ч. 3, с. 151-155.
4. Vertebny V.P., Gnedak N.L., Kiriljuk A.L. e.a. Proceedings of the International Conference on the Interaction of Neutron with Nuclei. Lowell, USA, 1976, v. 2, p. 1244.
5. Трофимова Н.А., Кирилук А.Л., Вертебный В.П. и др. Определение S_0 - силовых функций и оптических длин рассеяния R' из усредненных нейтронных сечений с помощью скандиевого фильтра. - В кн.: Нейтронная физика (Материалы 4-й конференции по нейтронной физике, Киев, 18-22 апреля 1977 г.). М., ЦНИИатоминформ, 1977, ч. 2, с. 227-231.
6. BNL-325, ed. 3.
7. Stewart L., La Banve R.J., Joung P.G. ENDF/B-IV, Cross-Section Measurement Standards, 1975, p. 4.
8. Block R.L., Fujita V., Kobayashi K., Oosaki T. J. Nucl. Sci. and Technol., 1975, v. 12, p. 1.
9. Huddleston C.M. e.a. Phys. Rev., 1960, v. 117, p. 1055.
10. Seth K.K. e.a. Nucl. Phys., 1963, v. 47, p. 137.
11. Simpson O.D., Miller L.J. Nucl. Instr. and Meth., 1968, v. 61, p. 245.
12. Nishimura K. e.a. JAERI-1218, oct. 1971.
13. Heaton H. e.a. Nucl. Sci. and Engng, 1975, v. 56, p. 27.
14. Николаев М.Н., Базаянц Н.О., Забродская А.С. Оценка нейтронных данных для кислорода в области энергий от 0 до 2,5 МэВ. - См. [5], ч. 4, с. 86-87.
15. Lynn J.E. Proc. Phys. Soc., 1963, v. 82, p. 903.
16. Новоселов Г.М., Вертебный В.П. Препринт КИЯМ-77-9.
17. Seth K.K. Ann. Phys., 1966, v. 40, p. 183.
18. Seth K.K., Bilpuch B.C., Newson H.W. Bull. Amer. Soc., 1960, v. 15, p. 18.
19. Porter C.E., Thomas R.C. Phys. Rev., 1956, v. 104, p. 483.
20. Вертебный В.П. Исследование особенностей взаимодействия медленных нейтронов с атомными ядрами. Киев, 1973.
21. Wigner E.P. Proceedings Conference of Applied Mathematics in Toronto. Universitet Toronto Press, 1959, p. 174.
22. Lynn J.E. In: The theory of neutron resonance reactions. Oxford, 1968.
23. Rahn E. Phys. Rev., 1972, v. 6, p. 251.
24. Alves R.H., Julien J., Morgenstern J., Samour C. Nucl. Phys., 1969, v. A131, p. 450.
25. Конко В.А., Попов Ю.П., Фенин Ф.Ю. Ядерная физика, 1968, т. 7, с. 493.
26. Pineo W.F.F., Divadecman M., Bilpuch E.C. e.a. Ann. Phys., 1974, v. 84, p. 165.
27. Seth K.K., Hughs D.J., Zimmerman R.L., Garth R.C. Phys. Rev., 1958, v. 110, p. 692.
28. Карлашина Э.Н., Попов А.Б., Языцкий И.С. Ядерная физика, 1968, т. 7, с. 215.
29. Liou H.I., Samarda H.S., Wynchank S. e.a. Phys. Rev., 1972, v.5, p. 977.
30. Chrien R.E., Mughabghab S.F., Bhat M.R., Jain A.P. Phys. Letters, B, 1967, v. 24, p. 573.
31. Вертебный В.П., Гнядак Н.Л., Колотый В.В., Павленко Е.А. Препринт 69.5. Киев, ИФ АН УССР, 1969.
32. Olsen D.K., De Saussure G., Perey R.B. e.a. Nucl. Sci. and Engng, 1977, v. 62, p. 479.
33. Rahn F., Samarda H.S., Hacken G. e.a. Phys. Rev., 1972, v. 6, p. 1854.
34. Hughes D.J., Zimmerman H.L. In: Nuclear reactions. Amsterdam, 1959, v. 1, p. 384.
35. Czirz Z.B. ZNIM, 1969, v. 72, p. 23.
36. Chou J.C., Werle H. J. Nucl. Energy, 1973, v. 27, p. 820.
37. Block R.C. Neutron Time-of-Flight Methods. Conference Proceedings. Sacle, 1961.

Статья поступила в редакцию 10 мая 1979 г.

СРАВНЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ ПО РАДИАЦИОННОМУ ЗАХВАТУ НЕЙТРОНОВ
НЕКОТОРЫМИ ТРАНСАКТИНИЕВЫМИ ИЗОТОПАМИ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ В РЕАКТОРЕ БР-5
С РАСЧЕТАМИ ПО НОВЫМ СИСТЕМАМ ГРУППОВЫХ КОНСТАНТ

В.И. Иванов, И.П. Маркелов, В.А. Толстиков

A COMPARISON OF EXPERIMENTAL DATA RELATIVE TO THE RADIATION NEUTRON CAPTURE BY SOME TRANSACTINIUM ISOTOPES WHEN IRRADIATING IN REACTOR BR-5 WITH CALCULATIONS ACCORDING TO NEW SYSTEMS OF GROUP CONSTANTS. In this work a comparison with calculations according to the new group constants of experimental data relative to the neutron-capture cross-sections for some transactinium isotopes on the neutron spectra close by the centre of reactor BR-5 at different fuel charges (from plutonium dioxide and uranium carbide) is carried out. The calculations of neutron spectrum are carried out according to ARAMAGO program in the diffusion p-approximation and the one-dimensional geometry (a sphere). The new group constant BNAB-78 and OSKAR-76 are compared with constants ARAMAGO-70. The analogous comparison of the calculated and experimental data for the neutron radiation capture was also carried out for reactor EBR-II.

В работе [1] проведено детальное сравнение расчетных и экспериментальных данных по радиационному захвату нейтронов некоторыми изотопами актинидов на спектрах нейтронов реактора БР-5. Этот анализ выполнен на основе полученных экспериментальных данных и применяемых в Физико-энергетическом институте расчетных методов и групповых констант, имевшихся на 1976 г. (когда закончена работа [1]).

Показано, во-первых, что наблюдаются заметные расхождения экспериментальных величин сечений захвата $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^i$, определенных по измеренным интегралам захвата $C_i = \bar{\sigma}_{n,\gamma}^i \bar{\varphi} t$ через флюенс нейтронов и по отношениям интегралов захвата исследуемых изотопов к интегралу захвата ^{238}U , расчетная величина сечения радиационного захвата которого выбрана в качестве опорного сечения; во-вторых, наблюдались расхождения экспериментальных и расчетных данных, полученных по разным системам групповых констант захвата.

В настоящей работе экспериментальные величины сечений захвата, опубликованные в работах [1-5], пересмотрены, так как определение максимальной плотности потока нейтронов в центре реактора $\varphi_{\text{макс}}$ было сделано во время физического пуска реактора и ее величина (а следовательно, и плотность потока нейтронов на расстоянии $z = 4,6$ см от вертикальной оси реактора) во время облучения экспериментального пакета была несколько иной. Поправка, составившая около 8%, найдена расчетным путем, по разнице в критических загрузках реактора при определении $\varphi_{\text{макс}}$ с помощью ионизационной камеры и при проведении облучения экспериментального пакета в реакторе, работающем на номинальной мощности (см. приложение).

Экспериментальные величины сечений захвата, полученные из отношений интегралов захвата исследуемых изотопов к интегралу захвата нейтронов ^{238}U , тоже отличаются от опубликованных ранее, так как в качестве опорной величины взяты значения $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{238}$, рассчитанные при использовании других групповых констант и программ расчета реактора.

Расчеты проводили по одномерным программам (в сферической геометрии и P_1 -приближении): М-26 [6] (с использованием групповых констант БНАБ-70 [7]) и АРАМАКО [8] (константы АРАМАКО-70 [8], БНАБ-78 [9] и ОСКАР-76 [10]). Эти расчеты выполнены для сравнения результатов, полученных с использованием новых и старых групповых констант.

В работе сравниваются также экспериментальные данные по радиационному захвату нейтронов для реактора АБР-11 [11] с расчетами, выполненными по той же программе, что и расчеты для реактора БР-5.

Экспериментальные исследования

исследуемые образцы ^{232}Th , ^{233}U , ^{235}U , ^{238}U , ^{237}Np , ^{239}Pu , ^{240}Pu , ^{241}Am и ^{243}Am облучали в экспериментальных пакетах, которые устанавливали в реактор БР-5 ($z = 4,6$ см) вместо рабочих пакетов. Постановка экспериментов подробно описана в работах [2-5]. Остановимся только на различных экспериментах в реакторе БР-5 с топливными загрузками из двуокиси плутония и карбида урана.

Реактор БР-5 (PuO_2). При облучении в зоне с топливом из двуокиси плутония образцы изотопов урана (в виде окиси-закиси), изотопов плутония (в виде двуокиси), тория (в виде сульфида) массой 5-10 мг загружали в медные контейнеры, заваривали в трубки из нержавеющей стали и устанавливали в экспериментальный пакет.

Пакет облучали около 144 эффективных суток при номинальной мощности реактора 5000 кВт. После облучения экспериментальный пакет разбирали в "горячей" лаборатории, образцы растворяли и из них готовили пробы для измерений α - и β -активности. Измерения α -активности проводили с помощью 2π -ионизационной камеры, а α -спектры - на ионизационной камере с сеткой (разрешение около 1%). Измерение β -активности проводили на сцинтилляционном и полупроводниковом гамма-спектрометрах.

Из растворов облученных изотопов, очищенных от примесей и осколков деления, готовили пробы для измерений чисел спонтанных делений и проведения масс-спектрометрии. Эти измерения были выполнены с помощью установки спонтанных делений и на масс-спектрометре MM-1306 [5].

Реактор БР-5 (UC). Другой экспериментальный пакет был установлен в реакторе с зоной из карбида урана (^{235}U 90%-ного обогащения). Его облучали в течение 28 эффективных часов. В этом пакете были установлены спектрометрические слои ^{232}Th , ^{238}U , ^{237}Np , ^{241}Am и ^{243}Am .

Определение величин числа захватов $\bar{\sigma}_{n,\beta}^i \bar{\varphi} t$ проводили непосредственно после облучения, используя полупроводниковый альфа-спектрометр с разрешением 35 кэВ. Величины интегралов захвата определяли из отношений α -активностей ядер-продуктов захвата и исходных ядер на основе отношения периодов полураспада исследуемых изотопов:

$$C_i = \bar{\sigma}_{n,\beta}^i \bar{\varphi} t = \frac{T_\alpha^{i+1} A^{i+1}}{T_\alpha^i A^i},$$

где T_α^i и T_α^{i+1} - периоды α -полураспада исходного ядра и продукта захвата [12]; A^{i+1}/A^i - экспериментально измеряемые отношения α -активностей ядер-продуктов захвата и исходных ядер. При этом T_α^i и T_α^{i+1} известны с погрешностью не хуже 1%; погрешности измерения A^{i+1}/A^i составили 2-2,5%.

Основные трудности экспериментальных исследований заключаются в переходе от измеренных интегралов захвата к сечениям радиационного захвата исследуемых изотопов.

В работах [1-3] рассмотрены два варианта определения сечений захвата по экспериментальным значениям интегралов захвата. Первый вариант определения - через флюенс нейтронов $F = \bar{\varphi} t$ за время облучения образцов. При этом время облучения t находили из показаний пультных приборов, контролирующих тепловыделение в реакторе. Плотность потока нейтронов в месте облучения $\varphi(z, z)$ оценивали по максимальной плотности потока нейтронов в центре реактора $\varphi_{\text{макс}}$ и кривой распределения плотности потока по радиусу реактора $\varphi(r)$.

Во втором варианте сечения исследуемых реакций определяли по отношениям интегралов реакций, расчетная величина сечения одной из которых принималась в качестве опорной величины. В анализируемых экспериментах в качестве опорного сечения выбрано усредненное по спектру нейтронов в месте облучения ($z = 4,6$ см, $z = 0$) сечение радиационного захвата нейтронов ^{238}U . Эта величина зависит от выбранной программы расчета и системы использованных в расчетах групповых констант.

Характеристики расчетных программы и групповых констант

Программы расчета реакторов

Трудности расчета пространственно-энергетического распределения потока нейтронов в реакторе БР-5 описаны в работе [1]. Основные расчеты реакторов БР-5 и ЕБР-II были выполнены в P_1 -приближении по одномерной программе АРАМАКО [8], которая представляет собой комплекс автомати-

зированной расчета групповых макро- и блокированных микросечений на основе 26-групповой системы констант в подгрупповом приближении. Для сравнения некоторые расчеты были выполнены по программе М-26 с константами БНАБ-70. Подготовка макроскопических констант для расчета реактора в этом комплексе осуществляется по формализму системы констант БНАБ [13].

Групповые константы

Расчеты по программе М-26 проводили с использованием системы констант БНАБ-70 [7], которая отличается от БНАБ-64 [13] пересмотром сечений деления и захвата ^{235}U , ^{239}Pu , ^{238}U . Это различие обусловлено появлением в конце 60-х годов новых экспериментальных данных по упомянутым сечениям. Данные по другим изотопам взяты из системы констант БНАБ-64. Эта система удачно предсказывает критические параметры реакторов с урановым топливом, так как оптимизировалась по экспериментам на критических сборках с урановым топливом. При расчетах по программе АРАМАКО были использованы константы АРАМАКО-70, БНАБ-78 и ОСКАР-76.

АРАМАКО-70. Эта система констант отличается от системы БНАБ-70 способом представления данных о резонансной структуре сечений. В АРАМАКО-70 применено подгрупповое описание резонансной структуры, имеющее преимущества по сравнению с формализмом факторов самоэкранировки, примененном в системе БНАБ. В качестве исходных данных для АРАМАКО-70 служила система констант БНАБ-70. Имеются существенные отличия и в программах подготовки групповых макроконстант в этих системах.

БНАБ-78. Система констант БНАБ-78 составлена на основе системы констант БНАБ-микро [4], которая отличается от БНАБ-70 и АРАМАКО-70 пересмотром констант для основных материалов быстрых реакторов: ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{240}Pu , марганца, железа, никеля, хрома, кислорода, углерода, ^{10}B . Константы БНАБ-микро были составлены на основе данных дифференциальных экспериментов, опубликованных до 1977 г.

ОСКАР-76 [10]. Система констант ОСКАР-76 получена путем применения методов теории возмущения к оптимизации оцененных интегральных данных на советских и зарубежных критических сборках. В качестве исходных микроскопических ядерных данных была использована английская система UKNDL [15] по сечениям захвата и деления ^{235}U , ^{238}U и ^{239}Pu . Эти константы оптимизировались в группах 1-17. В остальных группах эти сечения взяты из системы констант БНАБ-70, а сечения всех остальных изотопов - из системы констант БНАБ-микро и БНАБ-64.

Указанные выше системы констант были использованы для расчетов спектров нейтронов в реакторе и усреднения исследуемых реакций по спектру нейтронов в месте облучения. Для сравнения проведены усреднения этих же сечений по групповым константам, имеющимся в литературе: ENDF [16], UKNDL-76 [17], оценкам работы [18] и UKNDL-77 [17, 19].

Анализ сравнения экспериментальных и расчетных данных

Реактор ВР-5 (PuO_2)

^{238}U . Наиболее детальные расчеты выполнены по радиационному захвату нейтронов ^{238}U , так как его сечение выбрано в качестве опорного при определении сечений радиационного захвата нейтронов исследуемыми изотопами. В табл.1 приведены экспериментальная величина сечения радиационного захвата ^{238}U ($\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{238} = 142 \pm 10$ мб), определенная из полученного интеграла радиационного захвата через флюенс нейтронов за время облучения, а также усредненные сечения радиационного захвата ^{238}U , полученные расчетным путем по разным программам расчета реактора (М-26 и АРАМАКО) и разным групповым константам при расчете спектра нейтронов (БНАБ-70, АРАМАКО-70, БНАБ-78 и ОСКАР-76) и при усреднении сечений индикатора ^{238}U (кроме упомянутых констант использованы ENDF [16] и UKNDL-76 [17]). В скобках рядом с расчетными величинами указано отклонение от экспериментальной величины в процентах - $[(\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{238})_{\text{расч}} - (\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{238})_{\text{экс}}] / (\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{238})_{\text{экс}}$. Как видно из табл.1, с экспериментом лучше всего согласуются расчетные данные, полученные на спектре нейтронов, рассчитанном по групповым константам БНАБ-78.

Расчетные значения сечения радиационного захвата нейтронов ^{238}U , полученные по другим константам (более раннего происхождения), имеют большие отклонения от экспериментальных значений этой величины (хотя они и согласуются в пределах ошибок эксперимента и расчета).

Таблица 1

Сравнение экспериментальной и расчетной величины $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{238}$ (в миллибарнах) по разным программам и групповым константам

Эксперимент			Расчетные значения $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{238}$ для разных систем групповых сечений захвата и их отклонение от эксперимента						Программы и константы расчета спектра нейтронов	
$\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{238} \bar{\varphi} t \times 10^{-2}$	$\bar{\varphi} t \cdot 10^{22}$, нейтр./см ²	$\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{238}$	БНАБ-70	АРАМАКО-70	БНАБ-78	ОСКАР-76	ENDF/B	ENDL-76	прог-раммы	кон-станта
0,186±0,009	1,31±0,07	142±10	150 ^x (+5,6)	148 ^x (+4,2)	136 ^x (+4,2)	135 ^x (-4,9)	147 ^x (+3,5)	143 ^x (+0,7)	М-26	БНАБ-70
			154 (+8,5)	152,5 (+7,4)	141 (-0,7)	139 (-2,1)	151 (+6,3)	149 (+4,9)	АРАМАКО	АРАМАКО-70
			156 (+9,9)	154 (+8,5)	143 (+0,6)	141 (-0,7)	154 (+8,5)	150 (+8,5)	"	БНАБ-78
			154 (+8,5)	152 (+7,0)	141 (-0,7)	139 (-2,3)	152 (+7,0)	148 (+4,2)	"	ОСКАР-76

^x Во всех случаях усреднение $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{238}(E)$ проведено по спектру нейтронов (для $z = 4,6$ см, $z = 0$), исправленному на его изменение при прохождении через стальной экспериментальный пакет (поправка около 1%).

Сравнение экспериментальных и расчетных значений интегралов и сечений радиационного захвата нейтронов исследуемыми изотопами при облучении в реакторе БР-5 (PuO_2) приведены в табл.2. Содержание таблицы рассмотрим в два этапа.

Сначала остановимся на описании отдельных компонентов таблицы.

В графах 2 и 3 даны экспериментальные значения интегралов захвата и их отношения к интегралу захвата ^{238}U , принятому в качестве опорной величины. В графах 4-6 показаны отклонения расчета от экспериментальной величины в процентах (расчетные величины получены усреднением по спектру нейтронов, рассчитанному по константам БНАБ-78). В графах 7 и 8 приведены экспериментальные величины сечений радиационного захвата нейтронов исследуемых изотопов. Значения графы 7 получены из интегралов захвата $n_c^i = \bar{\sigma}_{n,\gamma}^i \bar{\varphi} t$ через флюенс нейтронов $\bar{\varphi} t = 1,31 \cdot 10^{22}$ нейтр./см² в месте облучения образцов. Три разные экспериментальные величины ($\bar{\sigma}_{n,\gamma}^i$) (графа 8) найдены из экспериментальных отношений интегралов захвата исследуемых изотопов к интегралу захвата ^{238}U $n_c^i / n_c^{238} = \bar{\sigma}_{n,\gamma}^i \bar{\varphi} t / \bar{\sigma}_{n,\gamma}^{238} \bar{\varphi} t$, расчетные величины $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{238}$ которого приняты в качестве опорных величин. Опорные величины получены усреднением групповых констант $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{238}(E)$ из систем констант АРАМАКО-70, БНАБ-78 или ОСКАР-76 по спектрам нейтронов в месте облучения, рассчитанным по этим же константам соответственно. Расчеты выполнены по программе АРАМАКО. В графах 9-11 этой таблицы даны отклонения расчетных величин сечений от экспериментальных, полученных через отношения интегралов захвата.

Первыми приведены значения отклонений расчетных величин сечений, полученных при усреднении $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^i(E)$ из систем констант БНАБ, ENDF или ENDL-76 для спектров нейтронов, рассчитанных по системам констант АРАМАКО-70, БНАБ-78 и ОСКАР-76, от экспериментальных величин сечений захвата, определенных из отношений интегралов захвата (графа 8), как указано выше.

В скобках граф 9-11 даны величины отклонения этих же расчетных величин $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^i$ от экспериментальных значений, полученных через интегралы захвата и флюенс нейтронов (графа 7).

Теперь перейдем к более подробному сравнению экспериментальных и расчетных данных.

^{232}Th . Экспериментальные данные по сечению радиационного захвата нейтронов ^{232}Th при облучении в реакторе БР-5 (PuO_2), приведенные в табл.2, как и для других исследуемых изотопов, представлены четырьмя величинами этих сечений:

$-(\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{232})_i = 172 \pm 10$ мб получено из интеграла захвата $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{232} \bar{\varphi} t$ через флюенс нейтронов;

Таблица 2

Сравнение экспериментальных и расчетных значений интегралов и сечений радиационного захвата в реакторе БР-5 (PuO₂) при r=4,6 см, z=0

Изотопы	Интегралы захвата					Сечения захвата				
	$(\bar{\sigma}_{n,\gamma} \bar{\varphi} t)_{\text{эксп}} \times 10^{-2}$	$\left(\frac{\bar{\sigma}_{n,\gamma} \bar{\varphi} t}{\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{238} \bar{\varphi} t} \right)_{\text{эксп}}$	$\left[(n_c^i/n_c^{238})_{\text{расч}} - (n_c^i/n_c^{238})_{\text{эксп}} \right] / (n_c^i/n_c^{238})_{\text{эксп}}, \%$			$(\bar{\sigma}_{n,\gamma}^i)_{\text{эксп}}$ через флюенс нейтронов, мб	$(\bar{\sigma}_{n,\gamma}^i)_{\text{эксп}}$ через $(\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{238})_{\text{расч}}$ мб	$\left[(\bar{\sigma}_{n,\gamma}^i)_{\text{расч}} - (\bar{\sigma}_{n,\gamma}^i)_{\text{эксп}} \right] / (\bar{\sigma}_{n,\gamma}^i)_{\text{эксп}}, \%$		
			БНАБ-78	ENDF/B	ENDL-76			БНАБ-78	ENDF/B	ENDL-76
I	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
²³² Th	0,225±0,006	1,21±0,07	+17,4	+1,7	+1,7	172±10	185	+8,1(+16,3)	+0,5(+8,1)	-1,6(+5,8)
							173	+16,8(+17,4)	+9,2(+9,9)	+8,9(+7,6)
							168	+18,5(+15,7)	+10,7(+8,1)	+8,3(+5,8)
²³³ U	0,187±0,007	1,01±0,06	+11,9	-12,9	-5,9	143±9	154	+1,3(+9,1)	-13,6(-3,5)	-9,7(-2,8)
							144	+11,8(+12,6)	-5,5(-4,9)	-1,4(-0,7)
							140	+12,1(+9,8)	-4,3(-6,3)	0(-2,1)
²³⁵ U	0,329±0,005	1,77±0,09	-5,6	-12,4	-6,8	251±13	270	-14,1(-7,6)	-14,4(-8,0)	-11,1(-4,4)
							253	-5,9(-4,8)	-5,9(-4,8)	-3,8(-1,2)
							246	-5,3(-7,2)	-6,9(-8,8)	-1,6(0)
²³⁸ U	0,186±0,009	1,00±0,05	-	-	-	142±10	152,5	-7,7(-0,7)	-1,0(+6,3)	-2,3(+4,9)
							142,9	0(+0,6)	+7,9(+8,5)	+5,1(+5,6)
							138,8	+1,2(-3,7)	+9,5(+7,0)	+6,6(+4,2)
²³⁹ Pu	0,228±0,005	1,23±0,07	-11,4	-8,9	-21,1	174±9	188	-19,1(-12,6)	-11,2(-4,0)	-23,4(-17,2)
							176	-11,4(-10,3)	-2,3(-1,1)	-17,0(-16,1)
							170	-11,2(-13,2)	-2,3(-4,6)	-15,9(-17,8)
²⁴⁰ Pu	0,278±0,018	1,49±0,12	+8,1	-22,1	-22,8	212±17	227	+2,6(+9,9)	-18,9(-13,2)	-22,5(-17,0)
							213	+8,0(+8,5)	-16,4(-16,0)	-19,2(-18,7)
							207	+9,2(+6,6)	-15,5(-17,5)	-18,8(-20,8)
²⁴¹ Am	1,047±0,031	5,63±0,32	-9,9	-	-62,9	799±46	859	-18,4(-12,3)	-17,0(-10,8)	-63,4(-60,7)
							805	-10,1(-9,4)	-9,1(-8,4)	-59,6(-59,3)
							781	-9,3(-11,4)	-8,2(-10,3)	-59,9(-60,8)

Примечание. Везде три значения величин, приведенных в графах 8-11, получены при использовании для расчетов спектров нейтронов соответственно констант АРАМАКО-70, БНАБ-78, ОСКАР-76.

- $(\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{232})_2 = 185$ мб определено из экспериментального отношения интегралов захвата ^{232}Th и ^{238}U . Опорная величина $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{238} = 152,5$ мб в этом случае получена из расчета при использовании констант АРАМАКО-70 как при расчете спектра нейтронов реактора, так и при усреднении констант $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{232}(E)$ по спектру нейтронов в месте облучения;

- $(\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{232})_3 = 173$ мб и $(\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{232})_4 = 168$ мб найдены способом, аналогичным второму; опорные величины $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{238}$, рассчитанные по константам БНАБ-78 и ОСКАР-76, равны соответственно 143 и 139 мб.

Как видно из табл.2, расчетные величины сечения радиационного захвата нейтронов ^{232}Th при усреднении групповых констант $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{232}(E)$ из систем БНАБ, ENDF или ENDL-76 по спектрам нейтронов, полученным при расчете реактора БР-5 (PuO_2) по константам АРАМАКО-70, БНАБ-78 или ОСКАР-76, отклоняются от экспериментальных значений сечений захвата ^{232}Th , полученных авторами настоящей работы. Величины этих отклонений разные. Остановимся подробнее на возможных причинах этих отклонений.

Наибольшие отклонения расчетных и экспериментальных значений сечения захвата ^{232}Th получены при усреднении групповых констант $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{232}(E)$, взятых из БНАБ-64 [13] и переоцененных в некоторых энергетических группах с учетом дифференциальных экспериментальных данных по энергетической зависимости сечения захвата ^{232}Th , имевшихся до 1976 г. Отклонения экспериментальных и расчетных величин сечений захвата ^{232}Th , полученных при использовании констант ENDF и ENDL-76, несколько меньше.

Приведенные в табл.2 отклонения расчетных значений отношений интегралов захвата ^{232}Th и ^{238}U от экспериментальных свидетельствуют о том, что использование групповых констант $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{232}(E)$ из системы БНАБ дает более значительное отклонение экспериментальных и расчетных отношений этих интегралов. Использование в расчетах констант $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{232}(E)$ и $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{238}(E)$ из систем ENDF и ENDL-76 дает лучшее согласие экспериментальных и расчетных значений.

Примерно такое же расхождение было получено при сравнении экспериментально определенного в работе [20] значения $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{232} = 87,8 \pm 4,0$ мб для спектра нейтронов ^{252}Cf с расчетными данными. Отклонения составили: при использовании групповых констант БНАБ - +15,6%; ENDF - +10,4% и ENDL-76 - +8,7%. По-видимому, групповые константы радиационного захвата нейтронов ^{232}Th в области быстрых нейтронов несколько завышены и требуют пересмотра, как это было сделано в последние годы с константами ^{238}U .

^{233}U . Экспериментальные значения сечений захвата ^{233}U , равные 143±9, 154, 144 и 140 мб, получены так же, как это было описано в случае ^{232}Th . Анализ расчетных и экспериментальных значений сечений и отношений интегралов захвата показывает, что имеются отклонения разного знака при использовании для усреднения энергетической зависимости сечения захвата ^{233}U из систем констант БНАБ (в нашем случае БНАБ-70) и ENDF или ENDL-76. Более близкие к эксперименту значения получены при использовании в расчетах констант $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{233}(E)$ из системы ENDL-76.

^{235}U . Все расчетные данные для этого изотопа несколько ниже, чем экспериментальные. Как видно из табл.2, отклонения эксперимента и расчета при использовании групповых констант БНАБ-78 и ENDF одинаковы. Несколько меньшие отклонения получаются при использовании групповых констант из системы ENDL-76.

^{238}U . В табл.1 дано более подробное, чем в табл.2, сравнение экспериментальных и расчетных значений сечений. Из табл.2 видно, что экспериментальное значение сечения захвата ^{238}U несколько отклоняется от расчетных величин, полученных при использовании групповых констант из систем ENDF или ENDL-76. Однако эти отклонения невелики и находятся в пределах ошибок измерений и расчета. Более высокое значение расчетной величины для констант захвата $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{238}(E)$ из этих систем не удивительно, так как все ранее полученные оценки энергетической зависимости сечения захвата ^{238}U выше, чем последние оценки.

^{239}Pu . Расчетные значения сечений захвата ^{239}Pu имеют величины на 10-20% меньше экспериментальных. Согласие эксперимента и расчета получено при использовании групповых констант $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{239}$ и $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{238}$ из работы [16]. Расчет с использованием групповых констант $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{239}(E)$ из системы ОСКАР-76 дает для спектра нейтронов, рассчитанного по константам БНАБ-78, $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{239} = 165$ мб. При этом получаются отклонения расчетных и экспериментальных величин сечения захвата ^{239}Pu , равные 5,2; 12,9; 6,3 и 2,9%. Это согласие эксперимента и расчета несколько лучше, чем согласие по константам БНАБ-78.

^{240}Pu . Как видно из данных, приведенных в табл.2, величины сечений захвата ^{240}Pu имеют существенный разброс. Отклонения расчета и эксперимента при использовании констант БНАБ-78, ENDF-76 и из работы [16] имеют разный знак и достаточно велики (до 20%). Наименьшее отклонение от эксперимента дают константы $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{240}$ (В), взятые из системы БНАБ-78. Более подробное сравнение экспериментальных и расчетных данных по радиационному захвату ^{240}Pu проведено нами в работе [21].

^{241}Am . до настоящего времени нет достаточно надежных констант для радиационного захвата нейтронов ^{241}Am . Система групповых констант ENDF-76 существенно занижает захват нейтронов ^{241}Am , поэтому в графе 11 табл.2 приведено сравнение с системой констант этой же лаборатории (но другой версии), которая содержит более высокое значение сечения захвата ^{241}Am . Из имеющихся систем групповых констант ^{241}Am могут быть рекомендованы только оценки NEEL-77, которые являются основой для создания новой версии констант ENDF/V-J. В графе 9 табл.2 приведены отклонения наших экспериментальных данных от расчета, выполненного с использованием групповых констант, полученных на основе экспериментальных данных работ [22,23].

Реактор БР-5 (УС)

Данные по сравнению экспериментальных и расчетных величин сечений захвата нейтронов для реактора БР-5 с топливной загрузкой из карбида урана приведены в табл.3. В графах 2 и 3 этой таблицы даны интегралы захвата и их отношения к интегралу захвата ^{238}U , принятому в качестве опорной величины, в графах 4-6 - отклонения экспериментальных значений отношения интегралов захвата от расчетных. Последние получены усреднением по спектру нейтронов, рассчитанному по константам БНАБ-78.

В графе 7 приведены экспериментальные величины сечений радиационного захвата нейтронов исследуемых изотопов. Три разные величины в этой графе получены из отношений интегралов захвата исследуемых изотопов к интегралу захвата ^{238}U , расчетные значения сечения которого приняты в качестве опорных. Эти опорные величины, как указывалось, определены усреднением групповых констант из систем констант АРАМАКО-70, БНАБ-78 и ОСКАР-76 по спектрам нейтронов в месте облучения, рассчитанным по этим же константам.

В графах 8-11 табл.3 даны отклонения расчетных величин сечений захвата, полученных по системам констант БНАБ, ENDF/V, ENDF-76 и NEEL-77, от экспериментальных.

^{232}Th . Получены три значения сечений радиационного захвата нейтронов ^{232}Th . Величина $(\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{232})_1 = 177$ мб определена из отношения интегралов захвата ^{232}Th и ^{238}U . Опорное значение $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{238} = 140,8$ мб получено в этом случае с использованием констант АРАМАКО-70 при расчете спектра нейтронов и усреднении сечений по спектру нейтронов в месте облучения. Величины сечений захвата ^{232}Th , равные 169 и 165 мб, получены способом, аналогичным первому. При этом опорные значения определены по константам БНАБ-78 и ОСКАР-76 соответственно.

Как видно из приведенных результатов, отклонения расчетных и экспериментальных сечений захвата ^{232}Th находятся в пределах ошибок измерений и расчета. Наибольшие отклонения экспериментальных и расчетных отношений интегралов захвата ^{232}Th и ^{238}U наблюдаются при использовании констант БНАБ, как это указывалось в случае облучения ^{232}Th в реакторе БР-5 (PuO_2).

^{237}Np . Сравнение полученных результатов по сечениям радиационного захвата нейтронов ^{237}Np показывает, что наибольшее отклонение расчетных величин от эксперимента дает использование констант, применяемых в ОЭИ [24]. Сечения захвата ^{237}Np в этих константах получены в основном расчетным путем, причем в качестве опорных приняты данные работы [25], которые, как показали последующие измерения [26], оказались существенно завышены.

^{238}U . Значения сечений захвата ^{238}U , полученные усреднением групповых констант АРАМАКО-70, БНАБ-78 и ОСКАР-76 по спектрам нейтронов, рассчитанным с использованием этих же систем констант, приняты в качестве опорных величин. Для сравнения приведены сечения захвата ^{238}U , рассчитанные при использовании констант ENDF/V и ENDF-76. Как видно из табл.3, эти константы дают сечения захвата $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{238}$, несколько большие, чем при использовании констант БНАБ-78 и ОСКАР-76.

Таблица 3

Сравнение экспериментальных и расчетных величин интегралов и сечений радиационного захвата в реакторе БР-5 (УС)

Изотопы	Интегралы захвата					Сечения захвата ^х				
	$(\bar{\sigma}_{n,\gamma}^i \bar{\varphi} t)_{\text{эксп}}^x$ $\times 10^{-5}$	$\left(\frac{\bar{\sigma}_{n,\gamma}^i \bar{\varphi} t}{\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{238} \bar{\varphi} t}\right)_{\text{эксп}}$	$\left[\left(\frac{n_c^i}{n_c^{238}}\right)_{\text{расч}} - \left(\frac{n_c^i}{n_c^{238}}\right)_{\text{эксп}}\right] / \left(\frac{n_c^i}{n_c^{238}}\right)_{\text{эксп}}, \%$			$(\bar{\sigma}_{n,\gamma}^i)_{\text{эксп}}$ через $(\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{238})_{\text{расч}}$, мб	$\left[\left(\bar{\sigma}_{n,\gamma}^i\right)_{\text{расч}} - \left(\bar{\sigma}_{n,\gamma}^i\right)_{\text{эксп}}\right] / \left(\bar{\sigma}_{n,\gamma}^i\right)_{\text{эксп}}, \%$			
			БНАБ-78	ENDF/B	ENDL-76		БНАБ-78	ENDF/B	ENDL-76	HEDL-77
I	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
^{232}Th	1,12±0,03	1,26±0,05	+22,7	-0,8	-0,8	177	+3,4	-1,7	-4,0	-
						169	+12,4	+6,5	+4,1	-
						165	+13,3	+7,9	+5,5	-
^{237}Np	3,70±0,05	4,16±0,11	+51,0	-	-0,7	586	+36,7	-	-6,3	-15,7
						558	+51,1	-	+4,3	-6,8
						545	+51,9	-	+4,4	-6,4
^{238}U	0,89±0,02	1,00±0,02	-	-	-	140,8	-8,4	-2,0	-3,4	-
						134,2	0	+7,3	+5,1	-
						131,0	+0,8	+8,4	+6,1	-
^{241}Am	4,32±0,04	4,85±0,13	-	-0,4	-58,4	683	-	-2,3	-61,6	-0,4
						651	-	+6,8	-56,2	+8,6
						635	-	+7,7	-56,5	+9,6
^{243}Am	3,56±0,07	4,00±0,11	+22,8	-	-76,8	563	+12,6	-	-78,0	-50,6
						537	+22,7	-	-75,6	-44,1
						524	+23,9	-	-75,4	-44,3

^х Три значения получены при использовании для расчета спектров нейтронов соответственно констант АРАМАКО-70, БНАБ-78, ОСКАР-76.

^{241}Am . Как указывалось при сравнении расчетных и экспериментальных данных для реактора БР-5 (PuO_2), в существующих групповых константах захвата ^{241}Am наблюдается большой разброс, что связано с недостаточным числом экспериментальных данных по радиационному захвату ^{241}Am на моноэнергетических нейтронах. Экспериментальные данные, появившиеся в последние годы [22,23], показывают, что расчетная кривая $\sigma_{n,\gamma}^{241}(E)$, положенная в основу групповых констант библиотеки ENDF-76, существенно ниже экспериментального значения, поэтому усреднение $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{241}(E)$ по спектру нейтронов в месте облучения дает явно заниженную величину (более чем в 2 раза). Из имеющихся групповых констант захвата ^{241}Am для расчета могут быть рекомендованы оценки ENDF-77, положенные в основу констант ENDF/B-V.

^{243}Am . Отсутствие каких-либо экспериментальных данных по радиационному захвату нейтронов ^{243}Am на моноэнергетических нейтронах затрудняет составление обоснованных групповых констант. Как видно из табл.3, расчетные данные по сечению захвата ^{243}Am , полученные при усреднении групповых констант из ENDF-76 и ENDF-77 по спектру нейтронов в месте облучения, соответственно в 4 и 2 раза ниже, чем экспериментальные. Групповые константы $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{243}(E)$ из библиотеки ЕНАБ [27] дают расчетную величину этого сечения, наиболее близкую к экспериментальной.

Реактор ЕВР-II

В табл.4 приведены расчетные и экспериментальные данные, полученные для реактора ЕВР-II, спектр нейтронов которого в центре активной зоны близок к спектру реактора БР-5. Экспериментальные данные взяты из работы [11], расчеты спектра реактора проведены нами по программе АРАМАКО с использованием групповых констант АРАМАКО-70, ЕНАБ-78 и ОСКАР-76. Так как в работе [11] не приведен флюенс нейтронов во время облучения, то авторы настоящей работы определяли сечения радиационного захвата через экспериментальные отношения интегралов захвата исследованных изотопов к интегралу захвата ^{238}U .

Содержание табл.4 аналогично содержанию табл.2 и 3. В графе 2 приведены экспериментальные отношения интегралов захвата к интегралу захвата ^{238}U , в графах 3-5 - отклонения расчетных и экспериментальных отношений интегралов захвата. В качестве расчетных взяты величины $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^i / \bar{\sigma}_{n,\gamma}^{238}$, полученные при использовании констант ЕНАБ-78.

Экспериментальные сечения радиационного захвата нейтронов исследованными изотопами приведены в графе 6. Как указывалось, в качестве опорных взяты величины сечений захвата ^{238}U , полученные при использовании в расчетах спектров нейтронов реактора по программе АРАМАКО и при усреднении по спектру в месте облучения групповых констант захвата АРАМАКО-70, ЕНАБ-78 и ОСКАР-76.

В графах 7-9 показаны отклонения расчетных величин сечений радиационного захвата, полученных усреднением групповых констант $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^i$ из ЕНАБ-78, ENDF и ENDF-76 по спектрам нейтронов, рассчитанным с использованием групповых констант АРАМАКО-70, ЕНАБ-78 и ОСКАР-76.

Несколько слов об отклонениях расчетных и экспериментальных данных.

^{233}U . Полученные на реакторе ЕВР-II экспериментальные величины $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{233} \bar{\varphi} t / \bar{\sigma}_{n,\gamma}^{238} \bar{\varphi} t$ и $\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{233}$ согласуются с расчетом несколько лучше, чем для реактора БР-5 (PuO_2) (см.табл.2).

^{235}U . Согласие экспериментальных и расчетных данных по ^{235}U для ЕВР-II практически такое же, как и для реактора БР-5 (PuO_2).

^{238}U . Сечения радиационного захвата нейтронов ^{238}U , полученные по системам констант ЕНАБ-78 и ОСКАР-76, близки между собой и несколько меньше, чем рассчитанное по константам АРАМАКО-70 (которые близки к ЕНАБ-70). Расчеты этого сечения по константам ENDF-76 и из работы [16] дают соответственно на 5 и 8% большие результаты, чем получено по ЕНАБ-78 и ОСКАР-76. Эти расхождения такие же, как и для реактора БР-5 (как с плутониевой, так и с уран-карбидной зонами).

^{240}Pu . Отмеченные расхождения расчетных и экспериментальных данных в отношении интегралов захвата ^{240}Pu и ^{238}U и сечений захвата ^{240}Pu для реактора БР-5 (PuO_2) (см.табл.2) относятся и к реактору ЕВР-II. Подробнее они описаны нами в работе [21].

Таблица 4

Сравнение экспериментальных и расчетных величин интегралов и сечений радиационного захвата в реакторе ЕБР-11

Изотопы	Интегралы захвата				Сечения захвата ^х			
	$\frac{(\bar{\sigma}_{n,\gamma}^i \bar{\varphi} t)}{(\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{238} \bar{\varphi} t)_{\text{эксп}}}$	$\left[\left(\frac{n_c^i}{n_c^{238}} \right)_{\text{расч}} - \left(\frac{n_c^i}{n_c^{238}} \right)_{\text{эксп}} \right] / \left(\frac{n_c^i}{n_c^{238}} \right)_{\text{эксп}}, \%$			$\frac{(\bar{\sigma}_{n,\gamma}^i)_{\text{эксп}}}{(\bar{\sigma}_{n,\gamma}^{238})_{\text{расч}}, \text{мб}}$	$\left[\left(\bar{\sigma}_{n,\gamma}^i \right)_{\text{расч}} - \left(\bar{\sigma}_{n,\gamma}^i \right)_{\text{эксп}} \right] / \left(\bar{\sigma}_{n,\gamma}^i \right)_{\text{эксп}}, \%$		
		БНАБ-78	ENDF	ENDL-76		БНАБ-78	ENDF	ENDL-76
I	2	3	4	5	6	7	8	9
²³³ U	1,08±0,02	+5,5	-13,9	-8,3	154±	-3,2	-14,3	-9,1
					147±	+5,4	-7,5	-3,4
					145±	+6,9	-6,2	-2,1
²³⁵ U	1,79±0,04	-3,9	-11,2	-5,0	255±	-11,8	-12,2	-9,0
					244±	-4,1	-4,1	-0,4
					241±	-3,3	-3,3	+0,4
²³⁸ U	1,000±0,027	-	-	-	142,7	-8,2	-1,2	-4,0
					136,3	0	+7,9	+4,9
					134,7	+1,0	+8,4	+5,4
²⁴⁰ Pu	1,50±0,04	+7,3	-22,7	-24,7	214±	-1,4	-23,4	-27,1
					204±	+7,8	-16,7	-20,6
					202±	+8,4	-16,3	-20,3
²⁴² Pu	0,78±0,03	-	+5,1	+32,1	111±	-	+4,5	+27,9
					106±	-	+14,2	+38,7
					105±	-	+15,2	+39,0

^х Там значения получены при использовании для расчета спектров нейтронов реактора соответственно констант АРАМАКО-70, БНАБ-78, ОСКАР-76.

^{242}Pu . Этот изотоп авторами не исследовался, поэтому интересно рассмотреть расчетные и экспериментальные значения по сечению его радиационного захвата. Экспериментальных величин очень мало. Появившиеся данные на моноэнергетических нейтронах [28, 29] в области энергий нейтронов 20–80 кэВ, по-видимому, должны помочь сделать выбор между имеющимися групповыми константами ^{242}Pu захвата и опубликованными усредненными значениями сечения захвата: $\bar{\sigma}_{n,p}^{242} = 106$ мб для спектра нейтронов вблизи центра реактора EBR-II (через сечение ^{238}U , равное 136,3 мб) [11] и $\bar{\sigma}_{n,p}^{242} = 140 \pm 17$ мб (при этом сечение ^{197}Au равно 150 ± 15 мб) на спектре нейтронов, близком к спектру нейтронов деления [30]. По-видимому, в работе [11] допущена какая-то ошибка, так как экспериментальные данные по сечению радиационного захвата нейтронов на моноэнергетических нейтронах ^{242}Pu в области 20–80 кэВ позволяют сделать вывод о том, что $\bar{\sigma}_{n,p}^{242}(E)$ больше $\bar{\sigma}_{n,p}^{238}(E)$ примерно в 1,4 раза и приблизительно равно $\bar{\sigma}_{n,p}(E)^{197\text{Au}}$. Это свидетельствует в пользу результата из работы [30]. Поэтому можно считать, что групповые константы $\bar{\sigma}_{n,p}^{242}(E)$ из ENDF-76 ближе к действительности, чем константы из работы [16]. Некоторым подтверждением этого служит работа [29], где показано, что константы $\bar{\sigma}_{n,p}^{242}(E)$ из ENDF/V-IV в области энергий нейтронов 20–80 кэВ имеют существенно меньшие значения, чем экспериментальные данные.

Заключение

Сопоставление экспериментальных данных настоящей работы для двух зон реактора БР-5 (PuO_2 и UC) и реактора EBR-II с расчетными позволяет сделать определенные выводы.

Наилучшее описание экспериментальных данных по сечению радиационного захвата нейтронов ^{232}Th в обеих зонах реактора дает использование системы констант ENDF-76 для индикатора практически вне зависимости от системы констант, используемой в программе APAMAKO при расчете спектра реактора. Те же выводы относятся к сечению радиационного захвата нейтронов ^{237}Np в зоне из карбида урана. Эта система дает взаимосогласованное описание сечений захвата ^{233}U и ^{235}U и отношений их интегралов захвата к интегралу захвата ^{238}U в реакторах БР-5 (PuO_2) и EBR-II. Лучшей системой констант для ^{238}U является, видимо, БНАБ-78. Захват нейтронов ^{239}Pu в реакторе БР-5 (PuO_2) и ^{242}Pu в реакторе EBR-II наилучшим образом описывается константами, построенными на основе библиотеки констант ENDF [16]. Захват нейтронов ^{240}Pu в реакторах БР-5 (PuO_2) и EBR-II наиболее хорошо описывается групповыми константами захвата из БНАБ-78. Наиболее близки к экспериментальным данным усредненные по спектру групповые сечения захвата ^{243}Am из системы констант БНАБ [27].

Согласие эксперимента с результатом усреднения по спектру нейтронов в месте облучения групповых констант захвата тем лучше и обоснованнее, чем тщательнее проведен анализ экспериментальных данных и чем больше и современнее экспериментальный материал по микроскопическим сечениям захвата, на котором основана соответствующая система констант. Примером этого может служить система констант БНАБ-78 для ^{238}U , являющаяся, видимо, наиболее обоснованной из всех существующих. Однако и в этом случае еще требуются прецизионные измерения $\bar{\sigma}_{n,p}^{238}(E)$, чтобы достичь нужной и более обоснованной точности знания групповых сечений захвата нейтронов ^{238}U .

Для других ядер положение существенно хуже из-за недостатка исходного материала по микросечениям. Близость результатов расчета к эксперименту для этих изотопов еще не доказывает более хорошую обоснованность соответствующих групповых констант захвата, а свидетельствует о более хорошем или плохом их "угадывании". Поэтому здесь наиболее существенна проверка систем констант на сборках и реакторах со спектрами нейтронов разной степени жесткости и с активными зонами из разных делящихся материалов.

Недостаточность экспериментальных данных при построении рекомендованной кривой $\bar{\sigma}_{n,p}^i(E)$ и связанный с этим субъективизм оценщика могут привести к иллюзорному завышению точности знания соответствующей кривой, как это видно, например, из работы [24] для $\bar{\sigma}_{n,p}(E)^{237\text{Np}}$.

Плотность потока нейтронов в центре реактора БР-5 (PuO_2)

Величина флюенса нейтронов $F = \bar{\varphi}t$ в месте облучения ($z = 4,6$ см, $z = 0$), необходимая для определения сечений захвата исследованными изотопами, найдена по результатам измерения плотности потока нейтронов в центре активной зоны $\varphi_{\text{макс}}$ с помощью малогабаритной камеры делений со слоем ^{239}Pu и по показаниям контролирующего тепловыделение в реакторе пультowych приборов. Последние необходимы для оценки времени t облучения образцов в реакторе.

Приведенное в работе [31] абсолютное значение плотности потока нейтронов в центре реактора $(8,2 \pm 0,3) \cdot 10^{14}$ нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ было исправлено в работе [32] на неучитываемое ранее в слое камеры наличие ^{240}Pu и ^{238}Pu , что существенно изменило величину $\varphi_{\text{макс}}$, так как количество плутония в камере определялось по его α -активности. Позднее в работе [4] в эту величину была введена поправка (1,06) на изменившуюся величину сечения деления ^{239}Pu , которая является одним из важнейших компонентов при определении плотности потока нейтронов через число делений в камере.

Анализируя сложившуюся ситуацию, когда максимальную плотность потока нейтронов в центре реактора необходимо определять во время физического пуска, а флюенс нейтронов знать за время облучения экспериментального пакета на номинальной мощности, можно отметить, что при введении натрия в реактор (при других прочих равных условиях) уменьшилась его критическая загрузка, а следовательно, увеличилась максимальная плотность потока нейтронов ($\varphi_{\text{макс}}$) в центре активной зоны:

$$\varphi_{\text{макс}} = \frac{K_y W_g P}{\bar{\sigma}_f^{239} A_g \vartheta},$$

где P - мощность реактора, Вт; ϑ - критическая загрузка, кг ^{239}Pu ; $\bar{\sigma}_f^{239}$ - среднее сечение деления ^{239}Pu , б; K_y - объемный коэффициент неравномерности тепловыделения в реакторе; W_g - число делений ^{239}Pu на 1 Вт мощности; A_g - число атомов на 1 кг ^{239}Pu ($A_g = A_0/239$, где A_0 - число Авогадро).

При переходе от "сухого" варианта к варианту с натрием критическая загрузка уменьшилась в 1,11 раза; при этом уменьшился в 1,02 раза и объемный коэффициент неравномерности тепловыделения. Поэтому полученная величина $\varphi_{\text{макс}}$ оказалась в действительности больше в 1,086 раза. Введя дополнительные поправки, которые связаны с новой величиной $\bar{\sigma}_{n,f}^{239} = 1,72$ б, полученной при усреднении $\bar{\sigma}_f^{239}(E)$ по новым групповым константам БНАБ-78, а также с новым периодом полураспада ^{239}Pu , рекомендованным в настоящее время $[(2,409 \pm 0,004) \cdot 10^4$ лет [12] вместо $2,44 \cdot 10^4$ лет, которым пользовались ранее], находим новую величину максимальной плотности потока нейтронов в центре реактора:

$$\varphi_{\text{макс}} = (1,07 \pm 0,05) \cdot 10^{15} \text{ нейтр./}(\text{см}^2 \cdot \text{с}).$$

В этом случае флюенс нейтронов в месте облучения ($z = 4,6$ см, $z = 0$) будет равен $F = \bar{\varphi}t = (1,07 \cdot 0,985 \cdot 1,244) \cdot 10^{22} = (1,31 \pm 0,07) \cdot 10^{22}$ нейтр./ см^2 , где 0,985 - коэффициент спада плотности потока нейтронов от центра реактора к $z = 4,6$ см; $(1,244 \pm 0,050) \cdot 10^7$ с - время облучения экспериментального пакета.

Список литературы

1. Андриахина Г.Н., Иванов В.М., Маркелов И.П. и др. Сравнение экспериментальных данных по радиационному захвату нейтронов некоторыми изотопами актинидов при облучении в реакторе БР-5 с расчетами. - В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. М., ЦНИИатоминформ, 1977, вып.24, с.48.
2. Leipunskii A.I., Bondarenko I.I., Kozachkovskii O.D. e.a. Experimental studies on fast-neutron reactor physics. - In: Proceedings Third International Conference Peaceful Uses Atomic Energy. P/368. N.Y., 1965, v. 6, p. 152.

3. Иванов В.И., Масленников Б.К. Масс-спектрометрическое исследование радиационного захвата нейтронов изотопами урана и плутония в реакторе БР-5. - В кн.: Материалы совещания "Масс-спектрометры и их применение в ядерной физике". Дубна, Р-2377, 1965, с.29.
4. Иванов В.И., Толстикова В.А. Сечения радиационного захвата и реакций ($n, 2n$) для изотопов некоторых тяжелых элементов на спектрах активной зоны реактора БР-5. - В кн.: Труды Физико-энергетического института. М., Атомиздат, 1974, с.532-535.
5. Иванов В.И., Маркелов И.П., Толстикова В.А. Сечения радиационного захвата и некоторых ($n, 2n$)-реакций для тяжелых элементов на спектре нейтронов активной зоны реактора БР-5 (УС). - В кн.: Нейтронная физика (Материалы Всесоюзного совещания по нейтронной физике, Киев, 24-28 мая 1972 г.). Киев, Наукова думка, 1972, ч.1, с.325-328.
6. Николашвили Ш.С., Золотухин В.Г., Маркелов И.П. и др. Методы и программы расчета реакторов на быстрых нейтронах. - В кн.: Труды советско-бельгийско-голландского симпозиума по некоторым проблемам физики быстрых реакторов. М., ЦНИИатоминформ, 1970, т.1.
7. Орлов В.В., Троянов И.Ф., Мамонтов В.Ф. и др. Экспериментально-расчетные исследования физики органов регулирования реактора БН-350 на сборках БЭС-22. - Препринт ФЭИ-306, 1972.
8. Хохлов В.Я., Савоськин М.М., Николаев М.Н. Комплекс программ АРАМАКО для расчета групповых макро- и блокированных микросечений на основе 26-групповой системы констант в подгрупповом приближении. - В кн.: Ядерные константы. М., Атомиздат, 1972, вып.8, ч.3, с.3.
9. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Николаев М.Н. и др. Новая система групповых констант для расчета быстрых реакторов. - Атомная энергия, 1980, т.48, вып.2, с.117-118.
10. Усачев Л.Н., Казанский Ю.А., Дулин В.А. и др. Смещение оцененных микроскопических данных при использовании набора оцененных интегральных экспериментов. - В кн.: Нейтронная физика (Материалы 4-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 18-22 апреля 1977 г.). М., ЦНИИатоминформ, 1977, ч.4, с.27-31.
11. Dudey N.D., Meneghetti D., Heinrich R.R. e.a. Measurement and calculation of integral heavy-element cross-section ratios in the fast breeder reactor EBR-II. - Nucl. Sci. and Engng, 1974, v. 53(1), p. 9.
12. Шиманская А.С. Ядерные константы трансактиниевых изотопов топливного цикла. - Препринт РИ-70. Ленинград, 1978.
13. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Бондаренко И.И. и др. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1964.
14. Возяков В.В., Воропаев А.А., Абдулаев Х.Ш. и др. Подготовка ядерных данных для детального расчета спектра нейтронов в быстрых системах. - В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. М., ЦНИИатоминформ, 1977, вып.27, с.16-27.
15. The United Kingdom Nuclear Data Library. England, 1974.
16. Garg S.B. A 27 group cross-section set derived from ENDF/B Library. - INDC (IND)-21/G BARC-892, India, October, 1977.
17. Ваньков А.А., Воропаев А.И., Возяков В.В. и др. Групповые нейтронные сечения деления и радиационного захвата трансактинидов. - В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. М., ЦНИИатоминформ, 1979, вып.3(34), с.34-60.
18. Породзинский Ю.В., Коньшин В.А., Анципов Г.В. и др. Групповые константы ^{235}U , ^{239}Pu , ^{240}Pu и ^{241}Pu и сравнение их с данными других библиотек. - См. [10], с.22-27.
19. Mann F.W., Sehenter R.E. HEDL evaluation of actinide cross-sections for ENDF/B-V. - HEDL-TME-77-54, 1977.
20. Green L. The absorption cross-section for the Cf^{252} sources. - Nucl. Sci. and Engng, 1975, v. 58(4), p. 361.
21. Иванов В.И., Толстикова В.А. Радиационный захват нейтронов ^{240}Pu на спектрах активной зоны реактора БР-5. - См. настоящий сборник, с.26-31.
22. Weston L.W. Todd J.H. Neutron absorption cross-section of Americium-241. - Nucl. Sci. and Engng, 1976, v. 61(3), p. 356.

23. Mann F.M., Scheuter R.E. Actinide cross-section calculations evaluations. - Trans. Amer. Nucl. Soc., 1976, N 23, p. 546-547.
24. Захарова С.М. 80- и 21-групповые сечения поглощения нейтронов ^{237}Np . - В кн.: Бюллетень Информационного ядерного центра. М., Атомиздат, 1968, вып.5, с.189.
25. Stuepela F.C., Schmidt M., Keedy C.R. Capture cross-sections of neptunium-237. - Nucl. Sci. and Engng, 1967, v. 29(2), p. 218-219.
26. Nagle R.J., Landrum J.H., Lindner M. Neutron capture cross-sections in the Np^{237} Mev range.- Proceedings of Third Conference Neutron Cross-Sections Technology. Knoxville, March 1971.
27. Абагян Л.П., Довбенко А.Г., Захарова С.М. и др. Оценка сечений деления и поглощения для плутония-238, америция-243 и юрия-244. - В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Сер.Ядерные константы. М., Атомиздат, 1976, вып.23, с.40-79.
28. Hochenbury R.W., Sanislo A.I., Kaushal N.N. Key capture cross-section of Pu^{242} . - Proceedings Conference Nuclear Cross-Sections and Technology. Washington, NBS Special Publication 425, 1975, v. II, p. 584.
29. Wisshak K., Kappeler F. Neutron capture cross-section ratios of Pu^{240} , Pu^{242} , U^{238} and Au^{197} in the energy range from 10 to 90 KeV. - Nucl. Sci. and Engng, 1978, v. 66(3), p. 363-377.
30. Дружинин А.А., Григорьев В.М., Лбов А.А. и др. Сечение радиационного захвата быстрых нейтронов ^{242}Pu . - Атомная энергия, 1977, т.42, вып.4, с.314.
31. Лейпунский А.И., Абрамов А.И., Александров Ю.А. и др. Исследования быстрого реактора БР-5 (пространственно-энергетическое распределение нейтронов). - Там же, 1961, т.11, вып.6, с.498.
32. Иванов В.И., Крот Н.А., Смиренин Г.Н. Распределение отношения сечений радиационного захвата и деления для ^{239}Pu по высоте реактора БР-5. - Там же, 1964, т.16, вып.4, с.497.

Статья поступила в редакцию 7 сентября 1979 г.

УДК 539.171:539.172.4

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ ЖЕЛЕЗА ИЗ РАЗЛИЧНЫХ БИБЛИОТЕК ОЦЕНЕННЫХ ДАННЫХ

В.М. Бичков, В.В. Возяков, В.Н. Манохин, Ф. Смолл, П. Реснер,
Д. Зеелигер, Д. Хермсдорф

COMPERATIVE ANALYSIS OF NEUTRON CROSS-SECTION OF IRON FROM EVALUATED NUCLEAR DATE LIBRARIES. The comperative analysis of neutron cross-sections of iron from evaluated nuclear data libraries SOKRATOR, KEDAK, ENDL is done in energy interval from 0,025 eV to 20 MeV. Some of iron cross-sections from SOKRATOR library are revised and new data, wich are obtained by using new experimental data ore more comprechensive theoretical methods, are recommended. As a result the new version of the iron neutron cross-section file (BNF 2012) is produced for SOKRATOR library.

Для обеспечения нейтронными константами задач при проектировании и защите реакторов на быстрых нейтронах, а также для других практических приложений нейтронной физики в Физико-энергетическом институте разработана библиотека оцененных нейтронных данных СОКРАТОР [1]. Кроме этой библиотеки в Центре по ядерным данным ИКАЭ СССР имеются некоторые

зарубежные библиотеки оцененных данных. В настоящее время эти библиотеки широко используются, поэтому важно иметь о них качественное представление.

В данной работе выполнен сравнительный анализ нейтронных сечений одного из наиболее важных конструктивных элементов ядерного реактора - железа - по оценкам библиотеки СОКРАТОР и двух зарубежных библиотек: КЕДАК [2] и ЕНДЦ [3]. При анализе использованы последние версии этих библиотек; оценка сечений железа для библиотеки СОКРАТОР выполнена в Центре по ядерным данным в 1975 г., описание файла содержится в работах [4,5].

Наряду со сравнением микроскопических нейтронных сечений и анализом имеющихся расхождений между данными различных библиотек в настоящей работе пересмотрены некоторые сечения библиотеки СОКРАТОР и рекомендованы новые кривые, полученные с учетом последних экспериментальных данных или более совершенных методов теоретического расчета. Все изменения и дополнения, сделанные в файле, отмечены в настоящей работе. В результате получена новая версия файла железа, которая заменяет предыдущую и входит в библиотеку СОКРАТОР под прежним номером (ИНФ 2012).

Сравнение нейтронных сечений проведено по отдельным энергетическим диапазонам: тепловой точке и области экспериментально разрешенных резонансов составного ядра, области неразрешенных резонансов, области непрерывного спектра возбужденных состояний ядра. При анализе расхождений между данными разных библиотек в случае необходимости использовались результаты последних экспериментальных работ.

Полное сечение

Оценка полного сечения в библиотеках КЕДАК и ЕНДЦ выполнена с использованием экспериментальных данных по детальному ходу сечения, причем рекомендованная кривая проведена через экспериментальные точки от руки. В библиотеке КЕДАК приводится также рекомендованный набор резонансных параметров, однако связи между этими параметрами и кривой полного сечения нет.

Оценка библиотеки СОКРАТОР в области от тепловой энергии нейтронов до 200 кэВ выполнена с привлечением расчетов по R-матричной теории с учетом межрезонансной интерференции. Методика оценки и используемый формализм расчета описаны в работах [5,6]. В ходе оценки учитывали как информацию по резонансным параметрам, так и экспериментальные данные по детальному ходу сечения. В области интерференционных минимумов сечение корректировали с учетом результатов измерений пропускания на толстых образцах. В оценке учтен вклад изотопов ^{54}Fe (5,94%), ^{56}Fe (91,78%), ^{57}Fe (2,28%).

На рис.1,а,б приведено сравнение кривых полного сечения из трех перечисленных выше библиотек в области экспериментально разрешенных резонансов. В общем согласии между данными различных библиотек удовлетворительное. Оценки КЕДАК и ЕНДЦ согласуются между собой лучше, так как получены одинаковым методом. Наибольшее расхождение между этими оценками наблюдается в интервале энергий 5-8 кэВ, где кривая библиотеки КЕДАК значительно выше данных ЕНДЦ и СОКРАТОР, причем последние практически совпадают в этой области.

В области экспериментально разрешенных резонансов более надежной, по-видимому, является оценка библиотеки СОКРАТОР, так как используемая в ней методика позволяет учесть различные способы представления экспериментальной информации. В таблице сравниваются параметры α -резонансов изотопа ^{56}Fe , которые в основном определяют полное сечение природного железа, с рекомендованными параметрами работы [7] (BNL-325) и предварительными данными Д.Гайзера и др. [8].

Как следует из таблицы, оценка СОКРАТОР удовлетворительно согласуется с последними экспериментальными данными. В настоящей работе исследовано также влияние резонансов изотопа ^{58}Fe , которые не были включены в оценку СОКРАТОР, на полное сечение и сечение радиационного захвата природного железа. Резонансные параметры изотопа ^{58}Fe взяты из экспериментальных работ [9,10]. Анализ показал, что включение резонансов изотопа ^{58}Fe практически не влияет на результаты оценки. Этот вклад наиболее заметен в области минимумов полного сечения, где, однако, в оценке СОКРАТОР учтены результаты специальных измерений пропускания на толстых образцах природного железа [11,12].

В области неразрешенных резонансов оценки полного сечения в каждой из трех библиотек выполнены на основе экспериментальных данных по детальному ходу сечения. В данных библиотеки СОКРАТОР резонансная структура в полном сечении сохранена вплоть до энергии налетающего нейтрона 3 МэВ, далее рекомендуется гладкая кривая. В настоящее время надежное определение резонансных парамет-

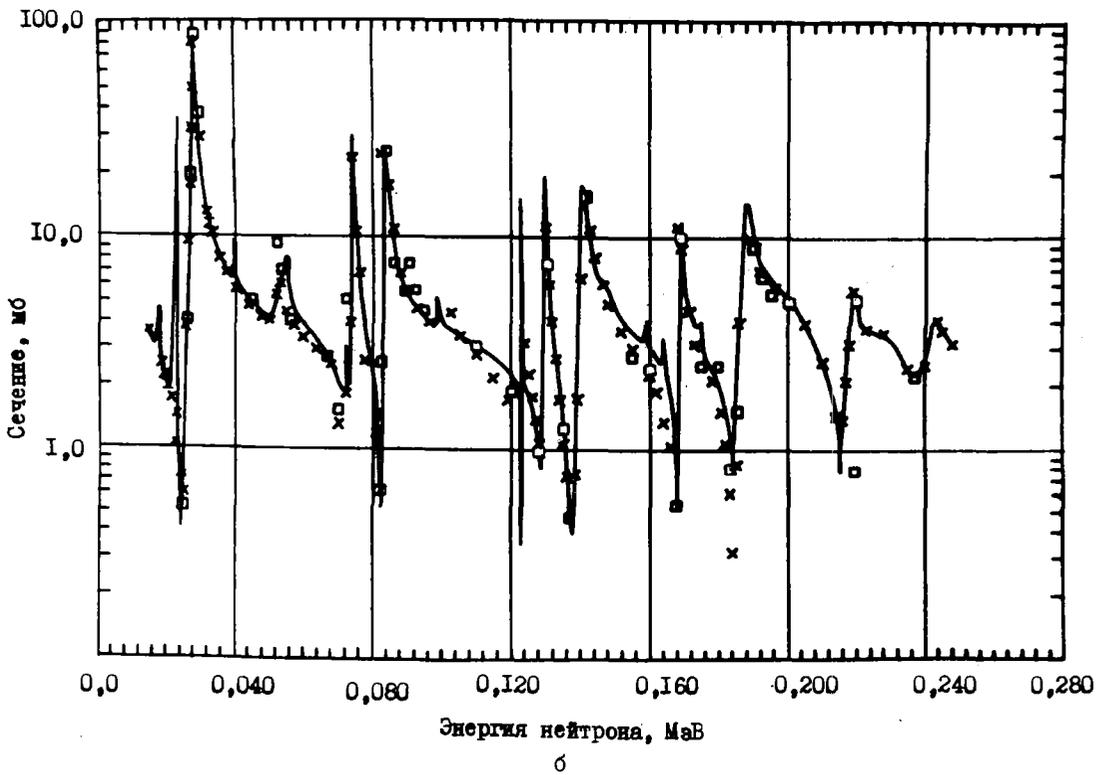
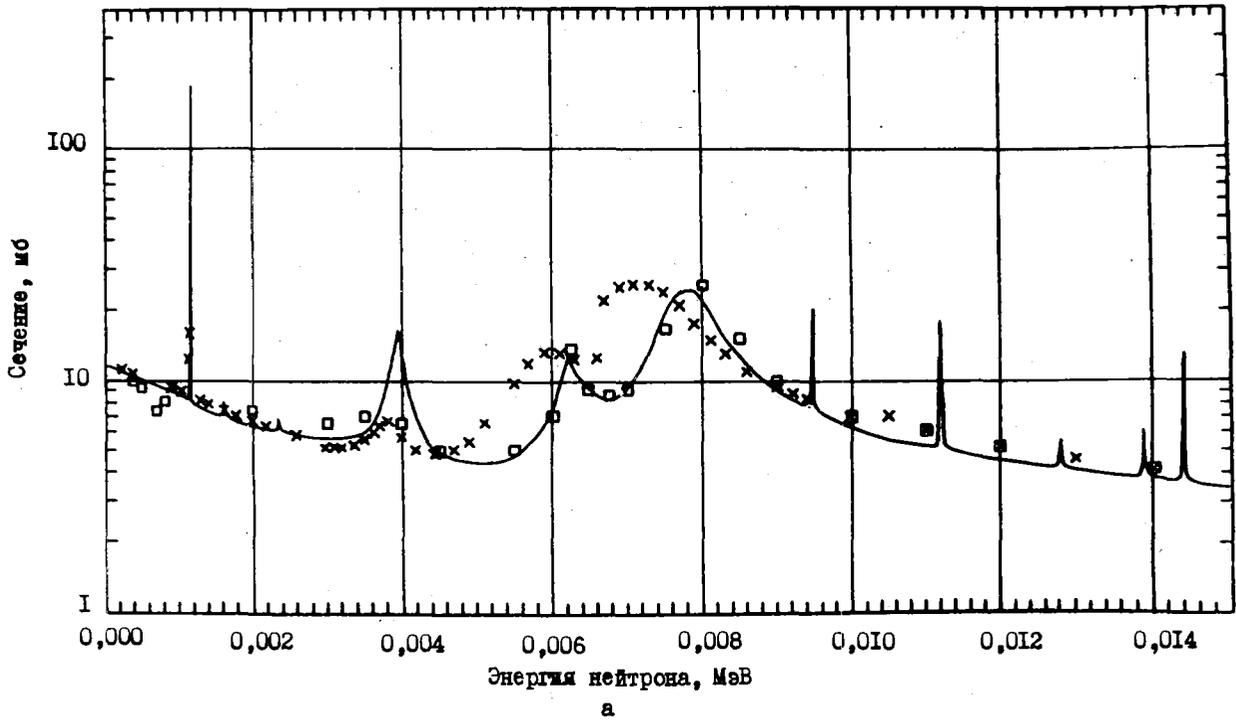


Рис.1. Полное сечение в интервале энергий 1-15 кэВ (а), 15-250 кэВ (б), 2-2,5 мэВ (в):
 x - КЕДАК; □ - ЕНДИ; — - СОКРАТОР

ров на железе выполнено до энергии примерно 500 кэВ. В области энергий до 3 МэВ оценки ЕНДП и СОКРАТОР согласуются хорошо и представляют более выраженную резонансную структуру полного сечения по сравнению с оценкой КЕДАК. Сравнение оценок полного сечения в интервале 2–2,5 МэВ приведено на рис.1,в. Средние сечения этих библиотек, сглаженные по резонансным структурам, в области выше 3 МэВ согласуются в пределах 1,5–2% (рис.2,а,б).

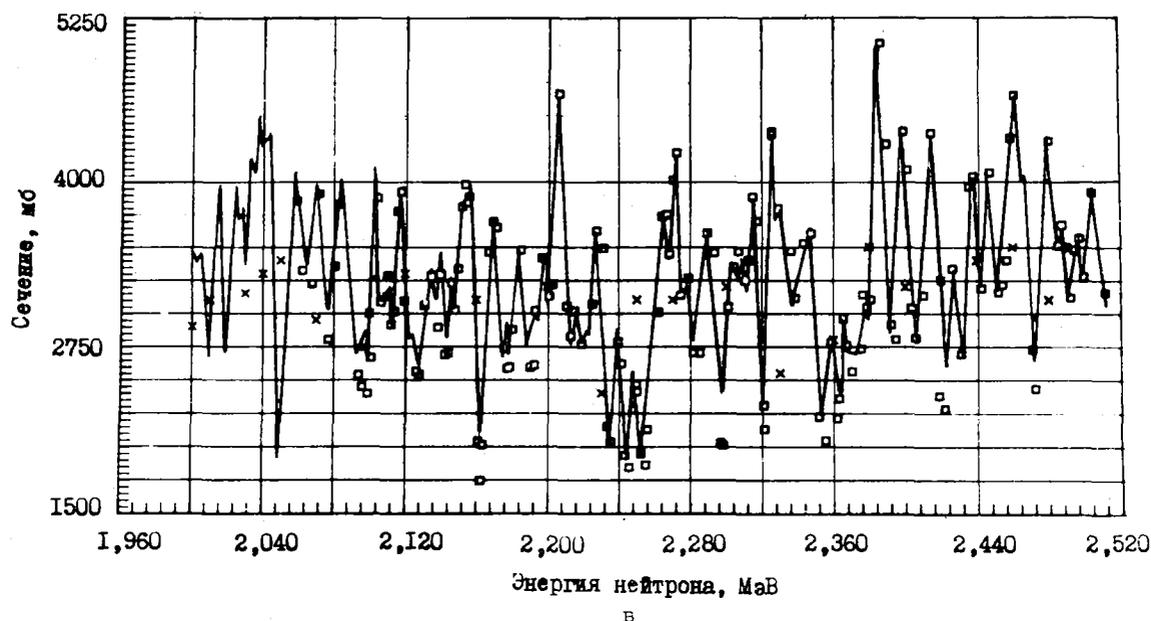


Рис.1. Окончание

Параметры нейтронных s-резонансов ядра ^{56}Fe

Энергия резонанса, кэВ			Нейтронная ширина, кэВ		
BNL-325	СОКРАТОР	Работа [8]	BNL-325	СОКРАТОР	Работа [8]
$27,7 \pm 0,2$	27,66	27,748	$1,60 \pm 0,05$	1,42	1,396
$74 \pm 0,4$	73,9	73,933	$0,54 \pm 0,04$	0,54	0,613
$83,6 \pm 0,4$	83,6	83,439	$0,96 \pm 0,08$	1,03	1,182
$123,2 \pm 0,6$	-	-	$0,13 \pm 0,02$	-	-
$129,6 \pm 0,6$	129,6	129,703	$0,5 \pm 0,05$	0,66	0,55
$139,9 \pm 0,7$	139,9	140,149	$2,37 \pm 0,2$	2,27	2,608
$169,0 \pm 0,8$	168,7	169,0	$0,75 \pm 0,065$	0,76	0,925
$188,0 \pm 0,8$	187,0	187,266	$3,4 \pm 0,23$	3,2	3,246
221 ± 1	222,8	220,268	$1,4 \pm 0,1$	1,57	1,211

В целом можно отметить, что различные оценки полного сечения в области энергий выше экспериментально разрешенных резонансов и удовлетворительно согласуются. В настоящей работе область оценки полного сечения в файле СОКРАТОР увеличена до 20 МэВ по энергии налетающего нейтрона; причем использованы имеющиеся в этой области экспериментальные данные и расчеты по оптической модели с параметрами потенциала, рекомендованными в работе [13].

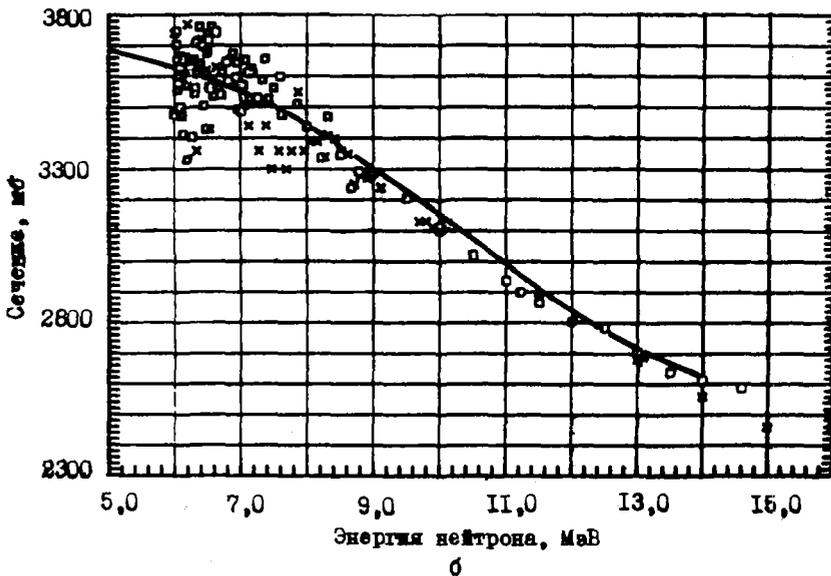
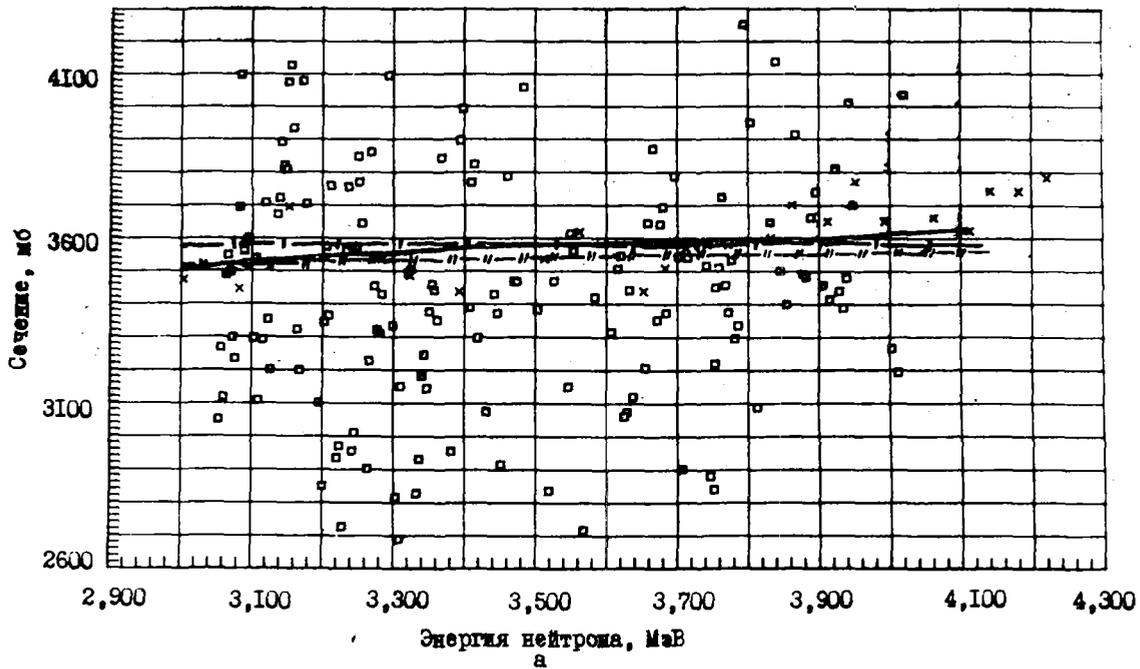


Рис. 2. Полное сечение в интервале энергий 3–4 МэВ (а) и 5–15 МэВ (б): x – КЕДАК; (—/— — усредненная кривая); □ – ЕНДЛ (—//— — усредненная кривая); ——— – СОКРАТОР

Сечение радиационного захвата нейтронов

В библиотеке СОКРАТОР оценка сечения захвата в области энергий от тепловой до 30 кэВ выполнена с использованием расчетов по резонансным параметрам. Методика оценки описана в работе [5]. Оценки КЕДАК и ЕНДЛ сделаны на основе экспериментальных работ по измерению детального хода сечения. Сравнение данных различных библиотек в этом интервале приведено на рис. 3, а, б, в. Как видно из этого сравнения, в интервале 0,1–30 кэВ между различными оценками имеются значительные расхожде-

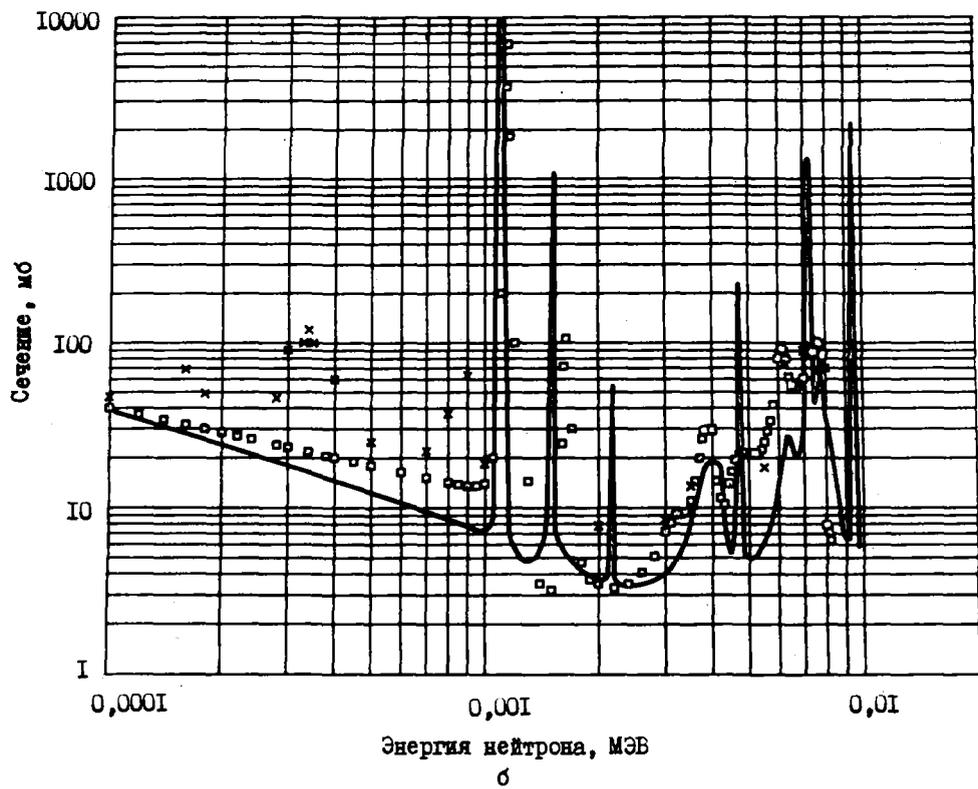
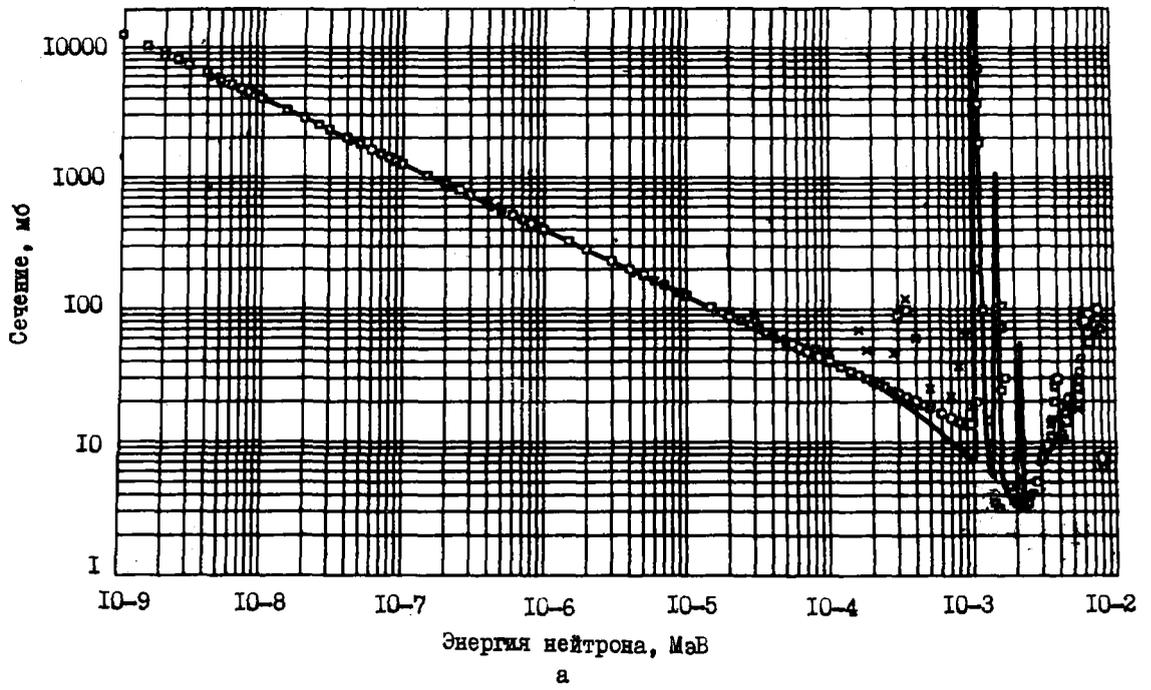


Рис.3. Сечение радиационного захвата нейтронов в интервале энергий 10^{-9} эВ - 1 кэВ (а), 0,1-10 кэВ (б), 10-30 кэВ (в): x - КЕДАК; \square - ЕНДЛ; — - СОКРАТОР

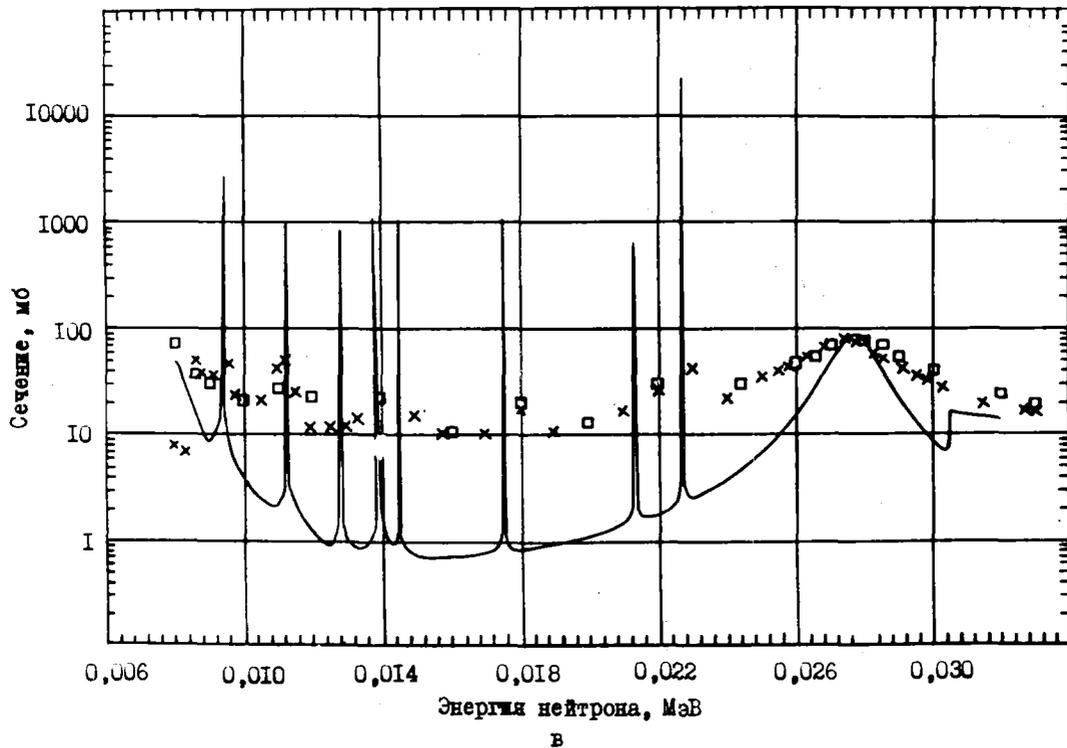


Рис.3. Окончание

ния. В области 0,01 эВ – 100 эВ данные всех трех библиотек совпадают. Основное расхождение между рекомендованными кривыми при энергиях выше 100 эВ заключается в расхождении между данными экспериментальных работ [14,15] и расчетом по резонансным параметрам. Резонансы, присутствующие в оценке КЕДАК при энергиях ниже 1 кэВ, соответствуют данным работы [14], однако они не включены в библиотеки СОКРАТОР и ЕНДЛ, так как не подтвердились в других измерениях. Описание первых двух резонансов (1,15 и 1,63 кэВ) в оценках СОКРАТОР и ЕНДЛ в целом удовлетворительно согласуются, в то время как в файле КЕДАК резонансная структура в этой области практически не выявлена. При энергиях более 5 кэВ оценки КЕДАК и ЕНДЛ значительно превышают рекомендованную кривую библиотеки СОКРАТОР. Как уже отмечалось, это связано с тем, что оценки КЕДАК и ЕНДЛ в указанной области опираются на данные экспериментальной работы [15], результаты которой лежат значительно выше расчетов по резонансным параметрам. Такое расхождение до сих пор не объяснено, как и расхождение между данными работ [14,15] в области энергий более 1 кэВ.

На рис.4 приведено сравнение сечений радиационного захвата нейтронов в области 30 кэВ – 15 МэВ. В интервале энергий 0,2–1 МэВ все три оценки практически совпадают, что является следствием удовлетворительного согласия различных экспериментальных данных в этой области. Однако за пределами указанного интервала кривая библиотеки СОКРАТОР значительно отличается от данных КЕДАК и ЕНДЛ. В области энергий 30–200 кэВ имеется значительный разброс экспериментальных данных, поэтому оценка библиотеки СОКРАТОР получена в рамках модельных расчетов по статистической теории с использованием средних резонансных параметров, причем точность рекомендованной кривой составляет около 30%. В интервале энергий 30–100 кэВ оценки ЕНДЛ и КЕДАК выше данных библиотеки СОКРАТОР, а в интервале 100–200 кэВ – ниже.

В связи с этим необходимо рассмотреть новые экспериментальные данные по сечению захвата. В работе [8] приведены предварительные результаты измерения сечения захвата в широкой области энергий нейтрона: от нескольких электрон-вольт до 800 кэВ. При этом точность усредненных по энергетическим интервалам данных составляет около 20%. Такие данные хорошо согласуются с оценкой библиотеки СОКРАТОР в энергетических интервалах 1–10 и 100–800 кэВ. В области 10–20 кэВ,

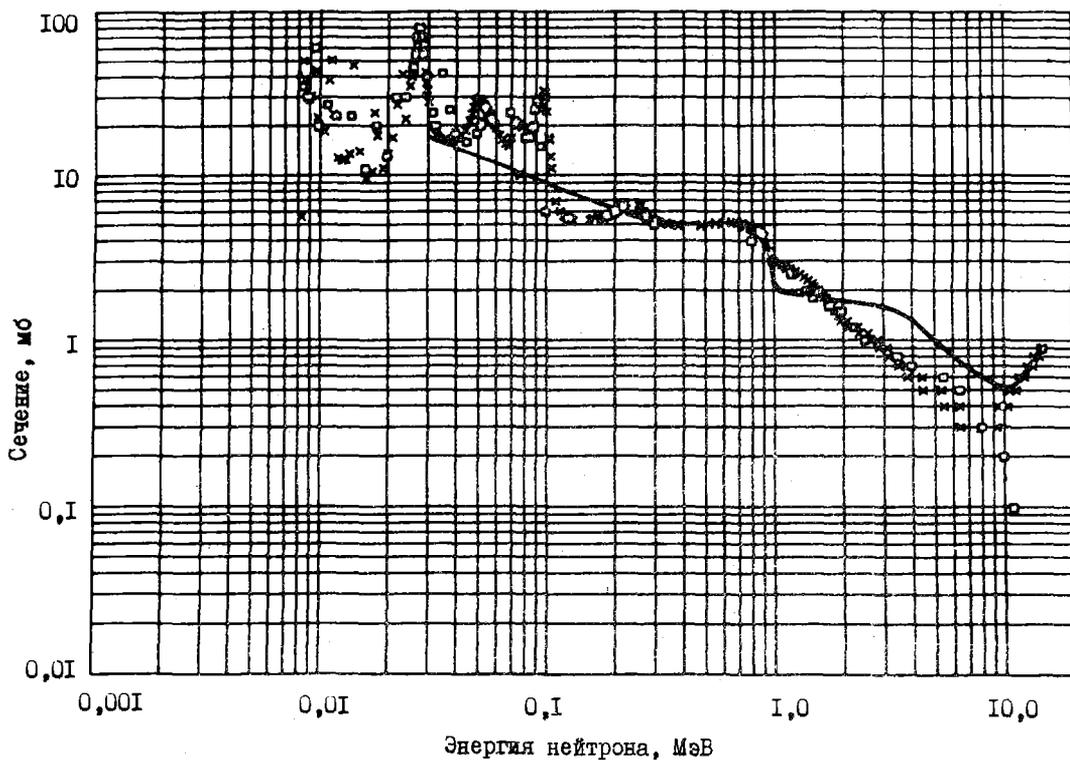


Рис.4. Сечение радиационного захвата нейтронов в интервале энергий 30 кэВ - 15 МэВ: x - КЕДАК; □ - ЕНДЛ; — - СОКРАТОР

где в сечении захвата (из библиотеки СОКРАТОР) наблюдается глубокий минимум между сильными s -резонансами изотопов ^{54}Fe , ^{56}Fe , рекомендованную кривую необходимо поднять на 5 мб, чтобы согласовать с данными работы [8]. В этой области энергий эксперимент [8] ближе к оценкам КЕДАК и ЕНДЛ. В интервале 30-100 кэВ данные работы [8] лежат между оценкой библиотеки СОКРАТОР, которая ниже примерно на 20%, и оценками КЕДАК и ЕНДЛ, которые выше примерно на 30%. Расхождения между оценкой СОКРАТОР и данными работы [8] в этой области не превышают ошибки эксперимента и находятся в пределах точности оцененной кривой (30%).

Для энергий выше 1 МэВ, где экспериментальные данные по сечению захвата отсутствуют, разница между рекомендованными кривыми рассматриваемых библиотек вызвана различием моделей и параметров расчета, применявшихся в оценках. Методика расчета сечения захвата, рекомендованная в библиотеке СОКРАТОР, описана в работе [4]. В этой работе учтены механизмы прямого и полупрямого захвата нейтрона, которые определяют рост сечения при энергии выше 10 МэВ, что отражено также в рекомендованной кривой библиотеки КЕДАК.

Сечение упругого рассеяния нейтронов

Интегральное сечение упругого рассеяния нейтронов во всех библиотеках получено как разность между полным сечением и сечением всех неупругих процессов: $\sigma_{el} = \sigma_t - \sigma_{non}$. Поэтому сечение упругого рассеяния при энергии налетающего нейтрона ниже порога неупругого рассеяния на железе ($E \ll 1$ МэВ) и практически совпадает с полным сечением (сечение захвата мало). Сравнение сечений упругого рассеяния из данных библиотек СОКРАТОР, ЕНДЛ и КЕДАК в области начальных энергий нейтрона 5-15 МэВ приведено на рис.5. В рекомендованной кривой библиотеки СОКРАТОР резонансная структура сечения не выражена, в то время как сечения из двух других библиотек испытывают осцилляции примерно до энергий 8-10 МэВ. На рисунке показаны также гладкие кривые из этих библиотек, полученные усреднением сечения по интервалу 1 МэВ. Наибольшее расхождение между усредненными

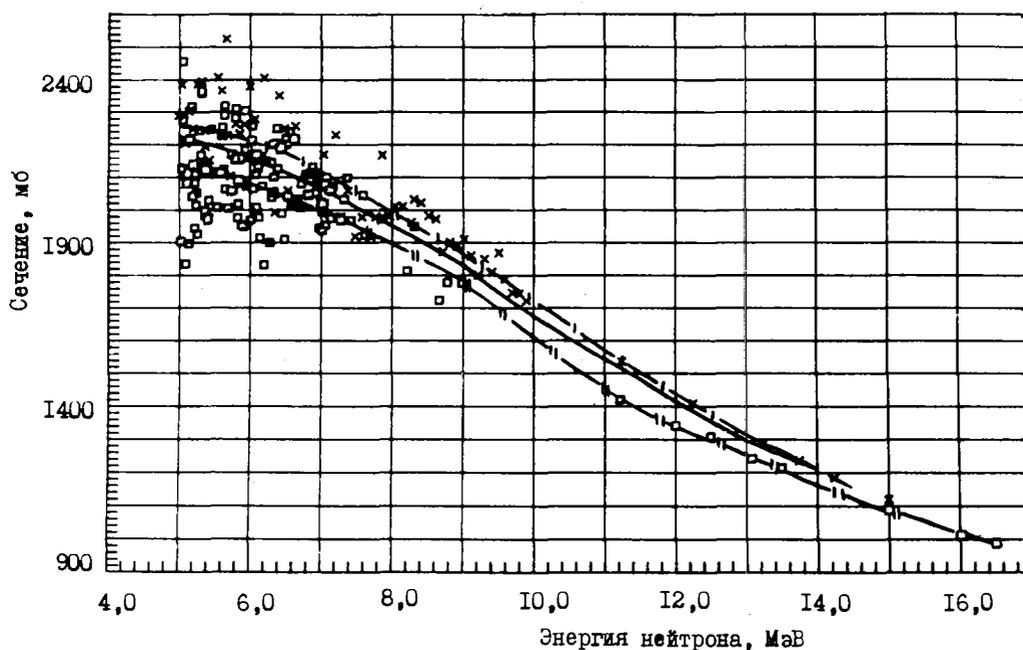


Рис.5. Сечение упругого рассеяния нейтронов в интервале энергий 5–15 мэВ:
 x - КЕДАК (— / — - усредненная кривая); □ - ЕНДЛ (— // — - усредненная кривая); — - СОКРАТОР

кривыми КЕДАК и ЕНДЛ достигает 7–8%, что связано с неопределенностью в сечении σ_t (2%) и $\sigma_{\text{пол}}$ (около 10%). Рекомендованная кривая библиотеки СОКРАТОР проходит между оценками двух других библиотек. В новой версии библиотеки СОКРАТОР область определения сечения упругого рассеяния увеличена до 20 МэВ. При выработке рекомендованной кривой использовались расчеты по оптической модели с параметрами из работы [13].

Угловые распределения упруго рассеянных нейтронов

В рассматриваемых библиотеках использованы различные представления угловых распределений. В файле библиотеки СОКРАТОР приведены коэффициенты разложения угловых распределений по полиномам Лежандра, а в библиотеках КЕДАК и ЕНДЛ – поточечное представление дифференциальных сечений в зависимости от угла вылета нейтрона. Для сравнения данных различных библиотек выполнено разложение угловых распределений библиотек КЕДАК и ЕНДЛ по полиномам Лежандра $[P_l(\cos \theta)]$. Разложение проведено по формуле $\sigma(\theta) = \sum_{l=0}^{\infty} B_l P_l(\cos \theta)$ мб/ср. Сравнение энергетической зависимости первых трех коэффициентов разложения из рассматриваемых библиотек и оценки И.О.Базазянц [16] приведено на рис.6, а, б, в.

Лучше всего согласуются оцененные данные файла СОКРАТОР и работы [16]. Наибольшие расхождения замечены между данными библиотеки ЕНДЛ и остальными оценками при энергиях ниже 7 МэВ. В области энергий выше 7 МэВ результаты различных оценок сближаются, что, по-видимому, является следствием применения во всех оценках в этом энергетическом диапазоне расчетов по оптической модели, так как экспериментальные данные в интервале 7–14 МэВ отсутствуют. Анализ этих кривых, проведенный в Техническом университете в Дрездене, с использованием расчетов по оптической модели и результатов последних экспериментальных работ [17, 18] показал наилучшее согласие с рекомендованной кривой библиотеки СОКРАТОР.

В новой версии библиотеки СОКРАТОР оценка угловых распределений выполнена до энергии 20 МэВ с использованием расчетов по оптической модели с параметрами из работы [13]. Кроме того, при энергии выше 10 МэВ использовано поточечное представление угловых распределений, так как при больших энергиях полиномиальное представление требует значительного увеличения членов разложения и оказывается неустойчивым.

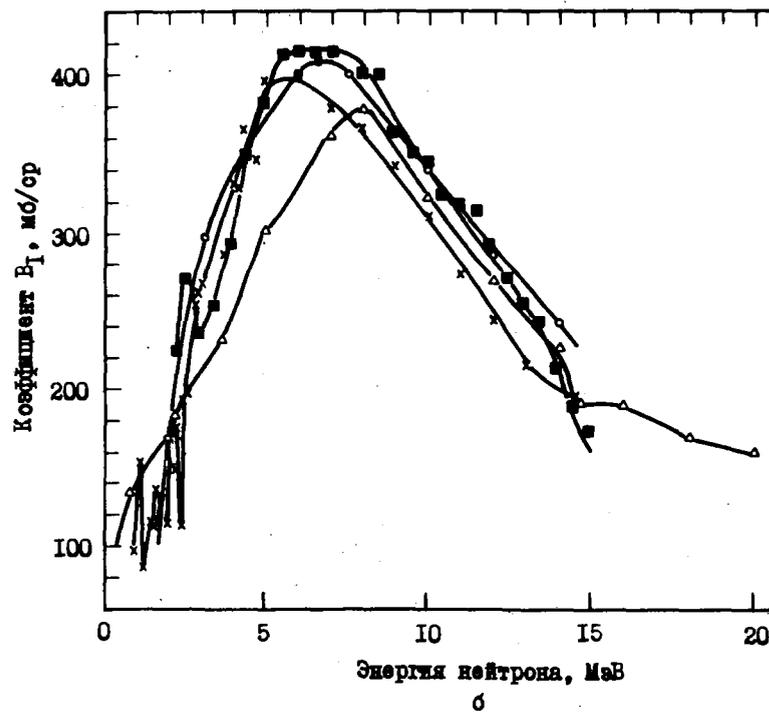
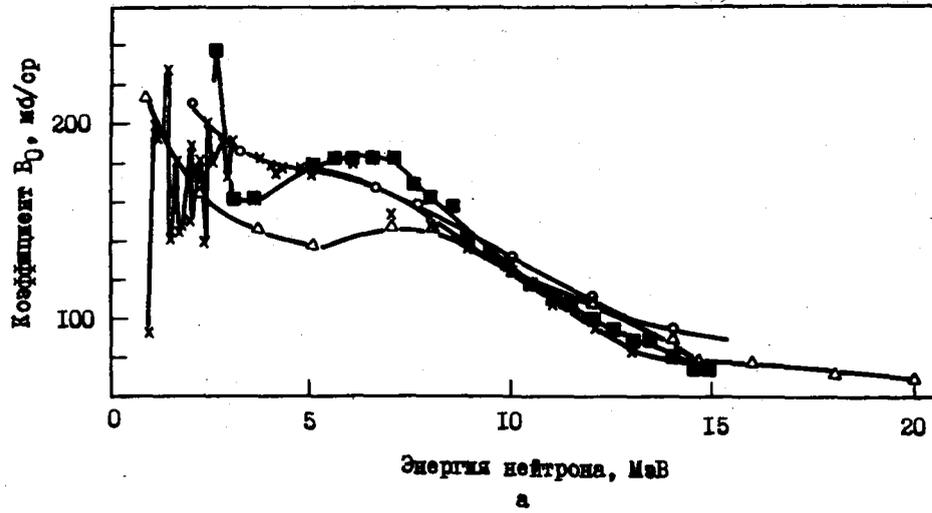


Рис.6. Энергетическая зависимость коэффициентов B_0 (а), B_1 (б) и B_2 (в) в разложении угловых распределений упругого рассеяния по полиномам. Легенда: x - КЕДАК; Δ - ЕНДЦ; \circ - СОКРАТОР; \blacksquare - работа [16]

Функции возбуждения уровней при неупругом рассеянии нейтронов

В файлах библиотек СОКРАТОР и КЕДАК приведены функции возбуждения нескольких первых уровней изотопов ^{54}Fe , ^{56}Fe , в то время как в файле ЕНДЦ дается лишь функция возбуждения первого уровня ядра ^{56}Fe . Оценка библиотеки СОКРАТОР выполнена с учетом предсказания статистической теории и метода связанных каналов. В оценке КЕДАК использованы лишь экспериментальные данные.

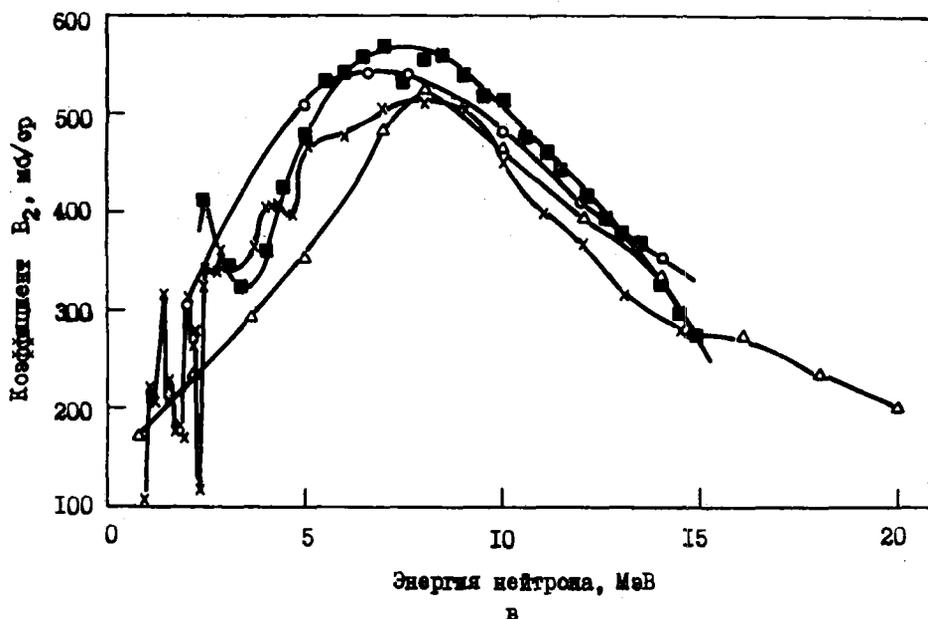


Рис.6. Окончание

Функции возбуждения первого уровня из рассматриваемых библиотек приведены на рис.7,а. Данные библиотек КЕДАК и СОКРАТОР в среднем согласуются удовлетворительно, хотя оценка КЕДАК имеет более выраженную резонансную структуру. В данных библиотеки ЕНДД рекомендована гладкая кривая, которая проходит выше данных других библиотек в среднем на 20%. На рис.7,а показана также новая версия библиотеки СОКРАТОР, учитывающая данные последних экспериментов [19,20]. Сравнение функций возбуждения второго уровня $E_2 = 1,408$ МэВ (изотоп ^{54}Fe) показано на рис.7,б. Относительное согласие между данными КЕДАК и СОКРАТОР наблюдается только до энергии 3 МэВ, выше которой оценка КЕДАК примерно в два раза превышает оценку библиотеки СОКРАТОР. Приведенные на рис.7,б экспериментальные данные работы [21] подтверждают оценку библиотеки СОКРАТОР.

Функции возбуждения третьего (2,08 МэВ) и четвертого (2,655 МэВ) уровней показаны на рис.7,в,г. Здесь также наблюдается расхождение между данными КЕДАК и СОКРАТОР при больших энергиях ($E > 4$ МэВ). Для более высоких уровней расхождение увеличивается. Теоретические расчеты, проведенные независимо в Физико-энергетическом институте и Техническом университете в Дрездене, подтверждают оценку библиотеки СОКРАТОР.

Спектры неупруго рассеянных нейтронов

В библиотеках СОКРАТОР и ЕНДД представлены спектры эмиссии нейтронов по точкам в зависимости от энергии вылетающего нейтрона. В библиотеке КЕДАК приведены значения ядерных температур для расчета энергетических спектров по формуле Максвелла. Для новой версии библиотеки СОКРАТОР рекомендованы расчетные спектры, полученные в рамках статистической теории с учетом предравновесной эмиссии. В спектрах эмиссии учтены вклады реакций (n, pn), (n, np), (n, n') и ($n, 2n$).

Угловые распределения неупруго рассеянных нейтронов

Угловые распределения нейтронов, неупруго рассеянных с возбуждением первых двух уровней (0,845 и 1,408 МэВ), приведены лишь в библиотеке СОКРАТОР в виде коэффициентов при полиномах Лежандра.

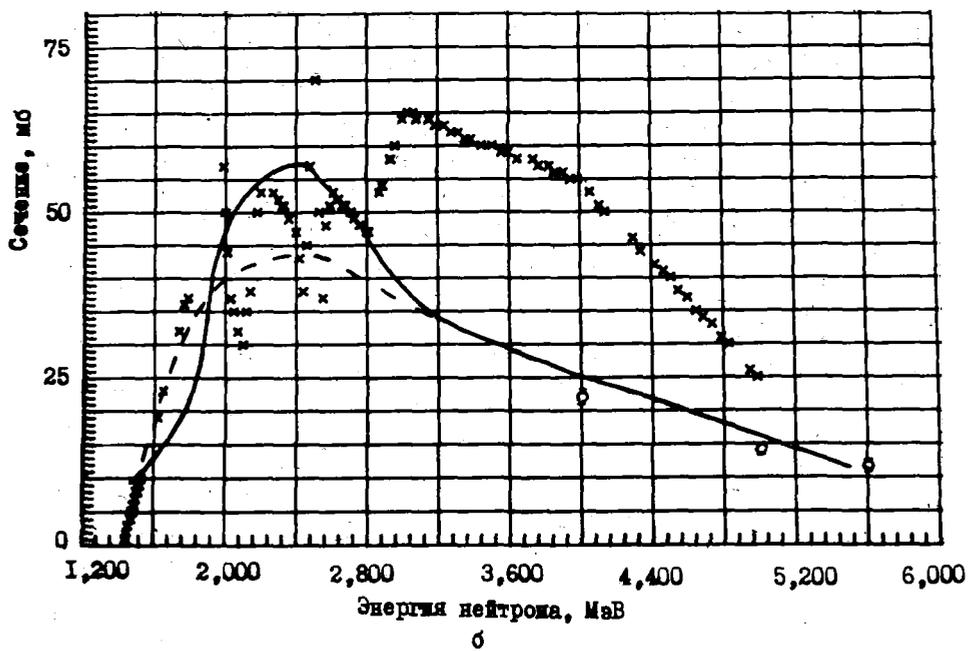
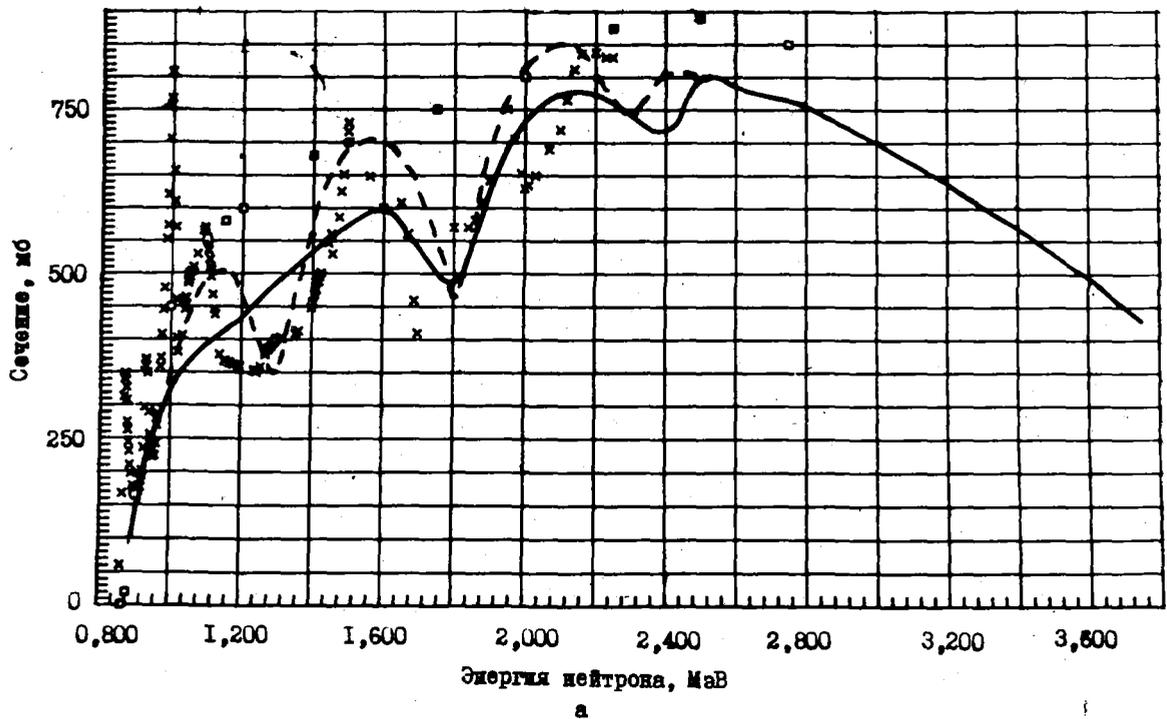


Рис.7. Парциальное сечение неупругого рассеяния нейтронов с возбуждением уровней 0,845 МэВ (а), 1,408 МэВ (б), 2,08 МэВ (в), 2,655 МэВ (г): x - КЕДАК; □ - ЕНДЛ; — — — СОКРАТОР (прежняя оценка); - - - СОКРАТОР (новая версия); ◊ - данные работы [21]

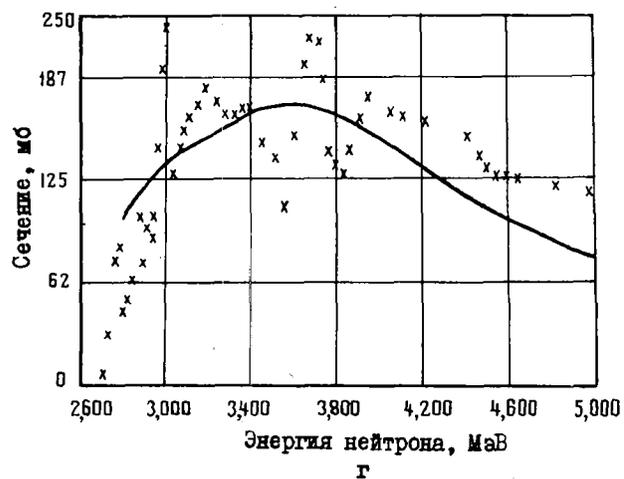
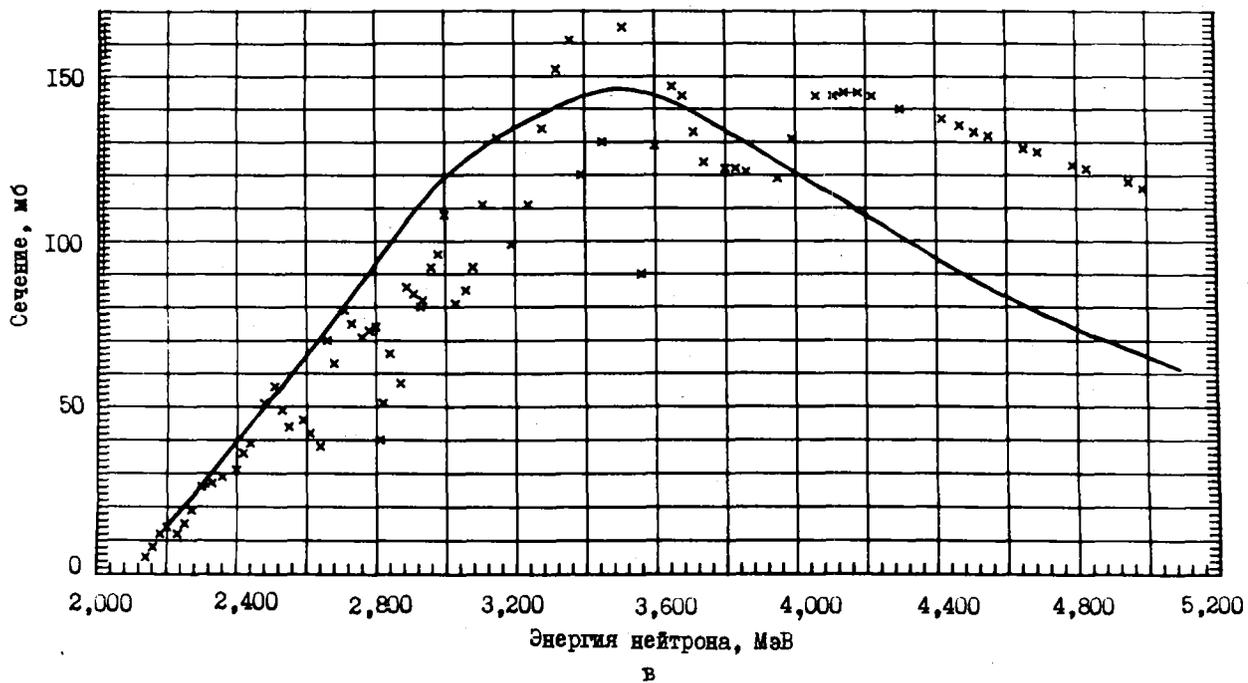


Рис. 7. Окончание

Полное сечение неупругого рассеяния нейтронов

Сравнение оценок полного сечения неупругого рассеяния приведено на рис.8. Максимальное расхождение рекомендованных данных составляет около 10%. Изменения в сечении, рекомендованном в новой версии библиотеки СОКРАТОР, вызваны изменениями в функциях возбуждения первых двух уровней (см.рис.7,а,б) и в сечении реакции $(n,2n)$ (см.рис.11). Лучше всего согласуются данные библиотек СОКРАТОР и ЕНДЛ.

Сечение реакции (n,p)

Функции возбуждения реакции (n,p) из рассматриваемых библиотек приведены на рис.9. Основной вклад в сечение этой реакции на природной смеси изотопов железа дают изотопы ^{56}Fe и ^{54}Fe , на которых эта реакция экспериментально хорошо изучена. Этим объясняется практическое совпаде-

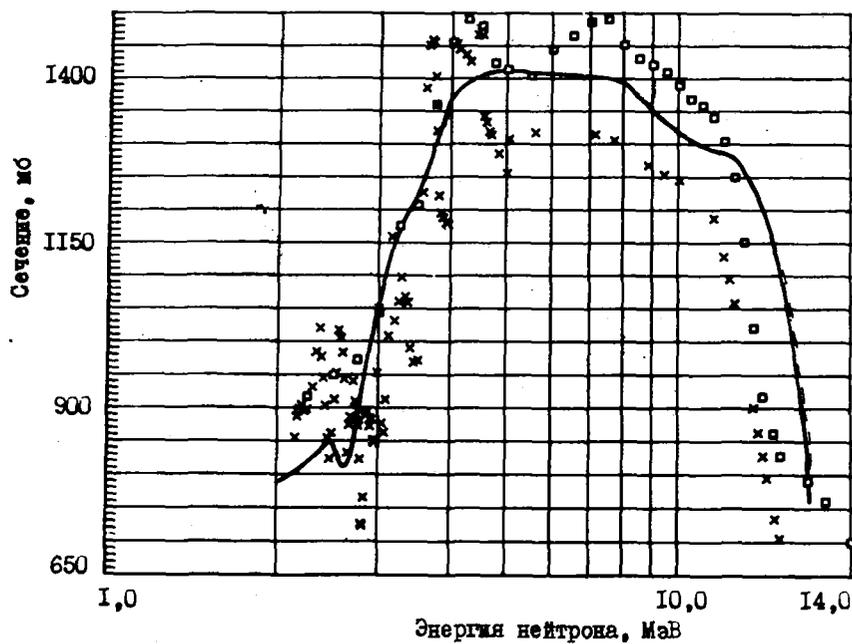


Рис.8. Полное сечение неупругого рассеяния нейтронов: x - КЕДАК; □ - ENDF; — - - СОКРАТОР (прежняя оценка); - - - СОКРАТОР (новая версия)

ние рекомендованных сечений из различных библиотек. В новой версии библиотеки СОКРАТОР, приведенной на рис.9, диапазон энергий налетающего нейтрона увеличен до 20 МэВ. Кроме того, сделана переоценка сечения вблизи порога реакции, несколько понизившая прежнее значение.

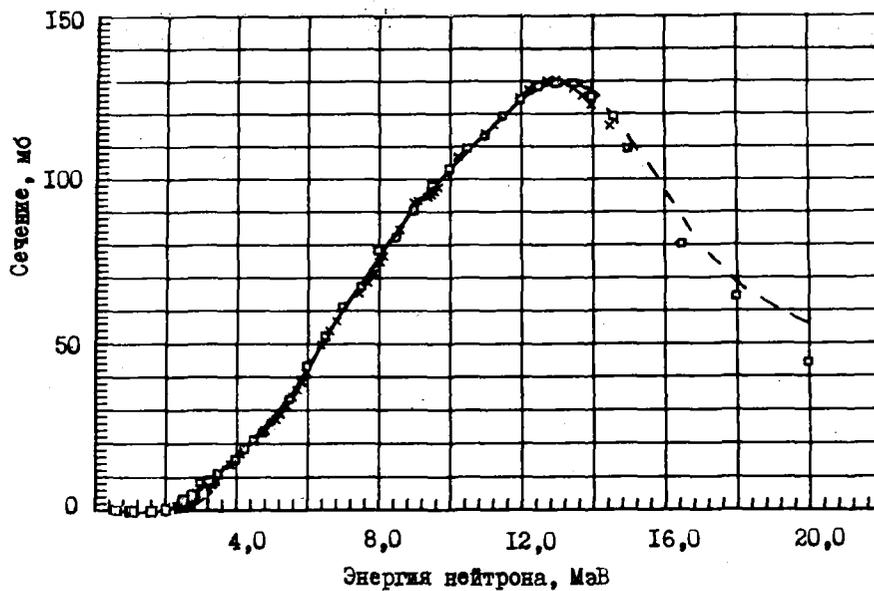


Рис.9. Сечение реакции (n,p): x - КЕДАК; □ - ENDF; — - - СОКРАТОР (прежняя оценка); - - - СОКРАТОР (новая версия)

Сечение реакции (n, α)

На рис.10 приведены данные библиотек СОКРАТОР (старая и новая версии), КЕДАК, ЕНДД и САНД-2 [22]. Значительное расхождение между ними объясняется отсутствием экспериментальных данных по реакции $^{56}\text{Fe}(n, \alpha)$, которая дает основной вклад в сечение на природной смеси изотопов. Поэтому все имеющиеся оценки выполнены расчетным путем.

Старая оценка библиотеки СОКРАТОР получена в рамках статистической теории с использованием коэффициентов проницаемости α -частиц, рассчитанных в квазиклассическом приближении. В этом приближении коэффициенты проницаемости оказываются завышенными в области энергий ниже кулоновского барьера ядра, что явилось причиной завышения сечения реакции (n, α) вблизи порога. В новой версии оценка выполнена с использованием коэффициентов проницаемости α -частиц, вычисленных по оптической модели; кроме того, учтены результаты измерения при энергии 14,7 МэВ [23].

Таким образом, новая версия библиотеки СОКРАТОР, а также оценки КЕДАК и САНД-2 удовлетворительно согласуются в области от порога реакции до энергии 10 МэВ. Выше этой энергии кривая библиотеки САНД-2 проходит ниже, а кривая библиотеки КЕДАК - значительно выше данных СОКРАТОР. Оценка ЕНДД во всей области энергий значительно ниже данных других библиотек.

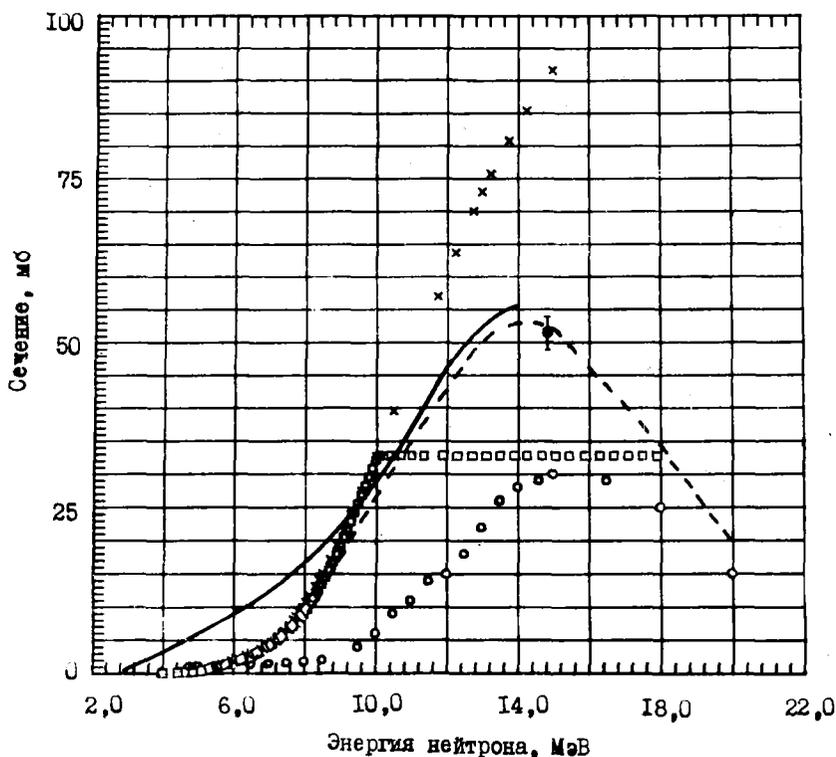


Рис.10. Сечение реакции (n, α): x - КЕДАК; o - ЕНДД; □ - САНД-2; — - СОКРАТОР (прежняя оценка); - - - СОКРАТОР (новая версия); ○ - экспериментальное значение работы [23]

Сечение реакции ($n, 2n$)

Рекомендованные сечения из различных библиотек вместе с экспериментальными данными [24] представлены на рис.11. Как видно из рисунка, старая версия библиотеки СОКРАТОР и оценки КЕДАК и ЕНДД удовлетворительно согласуются в области от порога до энергии 14 МэВ. Однако в то время, когда были выполнены эти оценки, прямых измерений функции возбуждения реакции ($n, 2n$) не имелось.

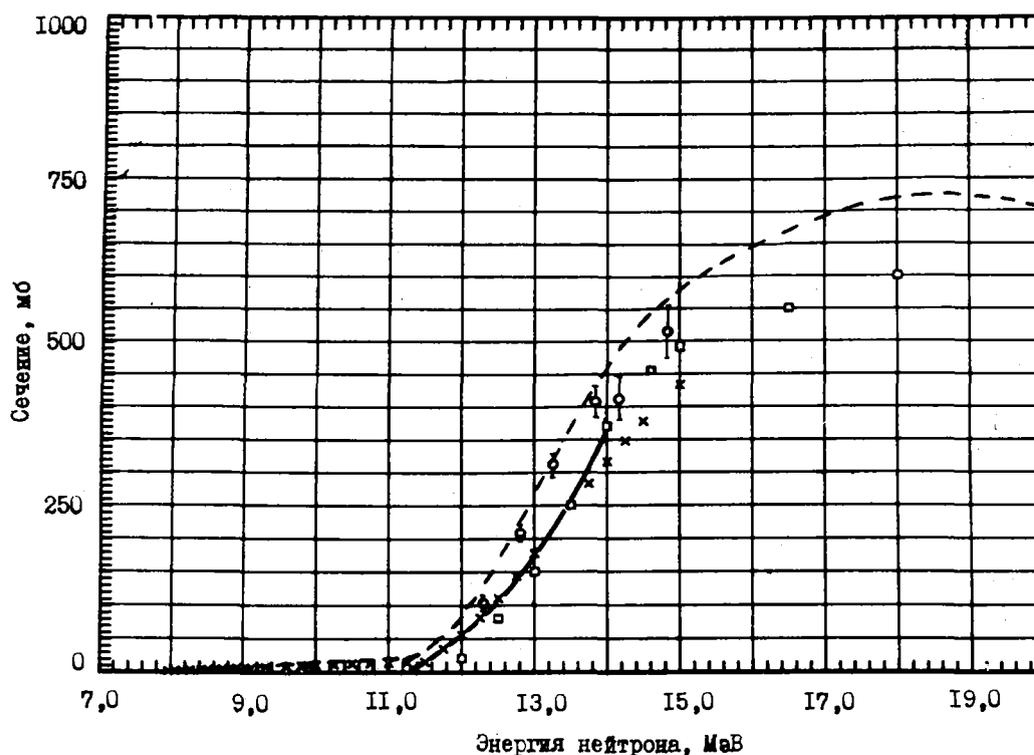


Рис.11. Сечение реакции $(n,2n)$: x - КЕДАК; \square - ЕНДЛ; — - СОКРАТОР (прежняя оценка); - - - СОКРАТОР (новая версия); \odot - экспериментальные данные из работы [24]

В частности, оценка библиотеки СОКРАТОР базировалась на косвенных данных, полученных вычитанием из экспериментальных спектров эмиссии нейтронов расчетного спектра первого нейтрона [4]. В новой версии библиотеки СОКРАТОР функция возбуждения реакции $(n,2n)$ получена в рамках статистической теории и модели предравновесной эмиссии. При этом приняты во внимание экспериментальные результаты [24, 25]. Оценка выполнена с учетом вкладов изотопов ^{57}Fe и ^{56}Fe .

Новая версия библиотеки СОКРАТОР дает в среднем более высокие значения сечения реакции $(n,2n)$, чем прежние оценки.

Список литературы

1. Колесов В.Е., Николаев М.Н. В кн.: Ядерные константы, М., Атомиздат, 1972, вып.8, ч. 4, с. 3.
2. Schmidt J.J. Report KFK-120. Karlsruhe, 1966;
Goel B., Krieg B. Report KFK-2234. Karlsruhe, 1975 (KEDAK-3).
3. Howerton R.J., MacGregor M.H. Report UCRL-50400, 1978, v. 15, Part D, Rev. 1 (ENDL).
4. Бычков В.М. и др. В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. М., Атомиздат, 1975, вып. 19, с. 110.
5. Бычков В.М. и др. Оценка сечений конструкционных материалов. Полный файл нейтронных данных естественного железа. Обнинск, ФЭИ, ОБ-58, 1978.
6. Бычков В.М., Платонов Б.П., Синеца В.В. В кн.: Нейтронная физика (Материалы 3-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 9-13 июня 1975 г.). М., ЦНИИатоминформ, 1976, ч.1, с.186.
7. Mughabghab S., Garber D. Report BNL-325, 3 ed., 1973, v. 1.
8. Gaither D.B., Coates M.S., James G.D. e.a. В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. М., ЦНИИатоминформ, 1978, вып. 3(30), с. 90.
9. Beer H. e.a. Nucl. Sci. and Engng, 1978, v. 67, p. 184.
10. Garg J.V. e.a. Phys. Rev., 1978, v. C18, p. 1141.

11. Rahn F. e.a. Nucl. Sci. and Engng, 1972, v. 47, p. 373.
12. Alfieri K.A. Ibid., 1973, v. 51, p. 25.
13. Holmqvist B., Wiedling T. J. Nucl. Energy, 1973, v. 27, p. 543.
14. Исаков А.И. и др. Ж. эксперим. и теор. физ., 1960, т. 38, с. 989.
15. Мохон М.С. Proceedings of a Conference. Antwerpen, 1965, P/88.
16. Базазянц Н.О. и др. В кн.: Ядерные константы. М., Атомиздат, 1972, вып.8, ч.1, с.61.
17. Kinney W.E., Perey F.G. Report ORNL-4907, 1974.
18. Schweitzer T.H., Unholzer S. Thesis TU, Dresden, 1978.
19. Voss, Cierjacks S. Report KFK-1494, 1971.
20. Perey F., Kinney W. 3d Conference on Neutron Cross-Sections and Technology. Knoxville, 1971.
21. Voxchung e.a. Nucl. Phys., 1971, v. A161, p. 593.
22. Simons R.L. e.a. Report BNWL-1312, 1970.
23. Доля Г.П. и др. См. [6], ч. 2, с. 173.
24. Frehaut J., Moshinski G. Nuclear Cross-Sections and Technology (Proceedings of the Conference). Washington, 1975, v. 11, p. 855.
25. Auchampaugh e.a. Report BNL-NCS-24273; Report INDC(USA)-79/4, 1978.

Статья поступила в редакцию 13 августа 1979 г.

УДК 539.170.013+621.039.512.45

УЧЕТ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЗАВИСИМОСТИ ПЛОТНОСТИ СТОЛКНОВЕНИЙ,
ОБУСЛОВЛЕННОЙ РЕЗОНАНСНЫМ РАССЕЯНИЕМ, ПРИ РАСЧЕТЕ ГРУППОВЫХ СЕЧЕНИЙ

В.В. Тебин, И.С. Мдкевич

THE INCLUSION OF THE ENERGY DEPENDENCE OF COLLISION DENSITY CAUSED BY RESONANCE SCATTERING AT GROUP CROSS-SECTION CALCULATION. The work shows the role of fluctuation of collision density caused by resonance scattering in mixture of isotopes with different atomic weight. The estimation of the effect in the resolved resonance region for ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{240}Pu is done. The method is proposed to describe non-uniform behavior of collision density for calculation of self-shielded resonance cross-sections in sub-group approach for thermal reactor.

При подготовке эффективных групповых констант для расчета ядерных реакторов используют приближенную энергетическую зависимость спектра нейтронов. В резонансной области энергий наиболее распространенным является приближение постоянной плотности столкновений в пределах группы. Это приближение используется, в частности, в системе констант БНАБ [1,2] при расчете коэффициентов резонансной самоэкранировки и подгрупповых параметров.

В бесконечной однородной среде плотность столкновения не зависит от летаргии, если выше верхней границы группы установилось асимптотическое распределение, а поглощение и резонансное рассеяние отсутствуют. Очевидно, что поглощение нейтронов приводит к зависимости плотности столкновения от летаргии в результате уменьшения количества нейтронов к нижней границе группы. Влияние же резонансного рассеяния процесс более сложный. На возможность флуктуаций плотности столкновения в области чисто рассеивающего резонанса указано в работе [3]. Числовой материал для ^{238}U и ^{239}Pu , из которого видно, что игнорирование этого эффекта может привести к существен-

ным ошибкам в групповом сечении, приведен в работе [4]. При этом ошибка в некоторых случаях больше, чем ошибка, связанная с пренебрежением влияния поглощения на плотность столкновения.

Следует отметить, что влияние непостоянства плотности столкновения на групповые сечения было рассмотрено также в работах [5-7].

В настоящей работе рассмотрено влияние на групповые сечения только резонансного рассеяния (для тепловых реакторов этот эффект основной). Предлагается способ учета флуктуаций плотности столкновения при подгрупповом подходе [8]. Для этого вводится дополнительный подгрупповой параметр f_i , который характеризует отклонение плотности столкновения в подгруппе i от ее среднего значения в группе. Для изотопов ^{238}U , ^{239}Pu и ^{240}Pu получены параметры f_i в зависимости от сечения разбавления, относительной атомной массы замедлителя и температуры среды. Эта информация записана на магнитную ленту (ЭВМ БЭСМ-6) и может быть легко введена в существующие программы расчета резонансной самоэкранировки методом подгрупп [9]. В настоящее время параметры используются в программе расчета реакторных ячеек методом Монте-Карло [10].

Расчеты всех величин, зависящих от энергетической зависимости плотности столкновения, проводились методом Монте-Карло. Детальная зависимость сечений от энергии вычислялась при каждом соударении по оцененным резонансным параметрам (программа CROS [11]). Это позволило избежать ошибок, связанных с энергетической аппроксимацией спектра и сечений.

Влияние резонансного рассеяния на групповые сечения

По определению групповое сечение процесса x в гомогенной среде

$$\bar{\sigma}_x = \frac{\int_{\Delta u} \sigma_x(u) \phi(u) du}{\int_{\Delta u} \phi(u) du} \quad (1)$$

(Здесь и далее обозначения всех величин, если они специально не оговорены, общеприняты).

Среднее сечение резонансного изотопа в смеси с нерезонансным записывается таким образом:

$$\bar{\sigma}_x = \frac{\int_{\Delta u} \frac{\sigma_x(u)}{\sigma_t(u) + \sigma_0} F(u) du}{\int_{\Delta u} \frac{1}{\sigma_t(u) + \sigma_0} F(u) du} \quad (2)$$

где σ_0 - полное сечение нерезонансного изотопа на ядро резонансного (сечение разбавления); $F(u)$ - плотность столкновений.

В дальнейшем рассмотрим не само групповое сечение, а отдельно скорость процесса x в группе I_x и интегральный поток I_t ($\bar{\sigma}_x = I_x / I_t$). Обе величины нормируем на одно столкновение в группе:

$$I_x = \int_{\Delta u} \frac{\sigma_x(u)}{\sigma_t(u) + \sigma_0} F(u) du / \int_{\Delta u} F(u) du \quad (3)$$

$$I_t = \int_{\Delta u} \frac{1}{\sigma_t(u) + \sigma_0} F(u) du / \int_{\Delta u} F(u) du \quad (4)$$

Рассмотрим поведение плотности столкновений в смеси двух изотопов, у одного из которых сечение $\Sigma_R(u)$ имеет резонанс при латаргии $u = u^*$, а у второго (разбавителя) $\Sigma_0 = \text{const}$. Пусть оба изотопа не поглощают нейтронов. При этом рассмотрим такую область энергий, в которой выше резонанса установилось асимптотическое распределение $F(u) \sim \frac{1}{\xi} = \text{const}$.

Плотность столкновений подчиняется следующему интегральному уравнению:

$$F(u) = \int_{u-\tau_R}^u \frac{\Sigma_R(u')}{\Sigma_R(u') + \Sigma_0} \alpha_R \exp[-(u-u')] F(u') du' + \int_{u-\tau_0}^u \frac{\Sigma_0}{\Sigma_R(u') + \Sigma_0} \alpha_0 \exp[-(u-u')] F(u') du', \quad (5)$$

где $\alpha = \frac{(A+1)^2}{4A}$; $\tau = 2 \ln \frac{A+1}{A-1}$.

Видно, что если относительная атомная масса обоих изотопов одинакова ($A_R = A_0$), то $F(u) = \text{const}$, т.е. само по себе резонансное рассеяние не приводит к зависимости плотности столкновений от летаргии. Если же среда состоит из смеси изотопов с различной относительной атомной массой, то такая зависимость наблюдается.

На рис.1 приведено решение уравнения (5) методом Монте-Карло для двух смесей: ^{238}U с кислородом ($\rho_U : \rho_O = 1 : 2$) в области резонанса ^{238}U 36,6 эВ (рис.1,а) и ^{23}Na с ^{238}U ($\rho_{\text{Na}} : \rho_U = 1:1$) в области резонанса ^{23}Na 2,85 кэВ (рис.1,б). Поглощение нейтронов не учитывалось. Во втором случае сечение рассеяния ^{238}U было принято равным среднему по области (500-5000 эВ).

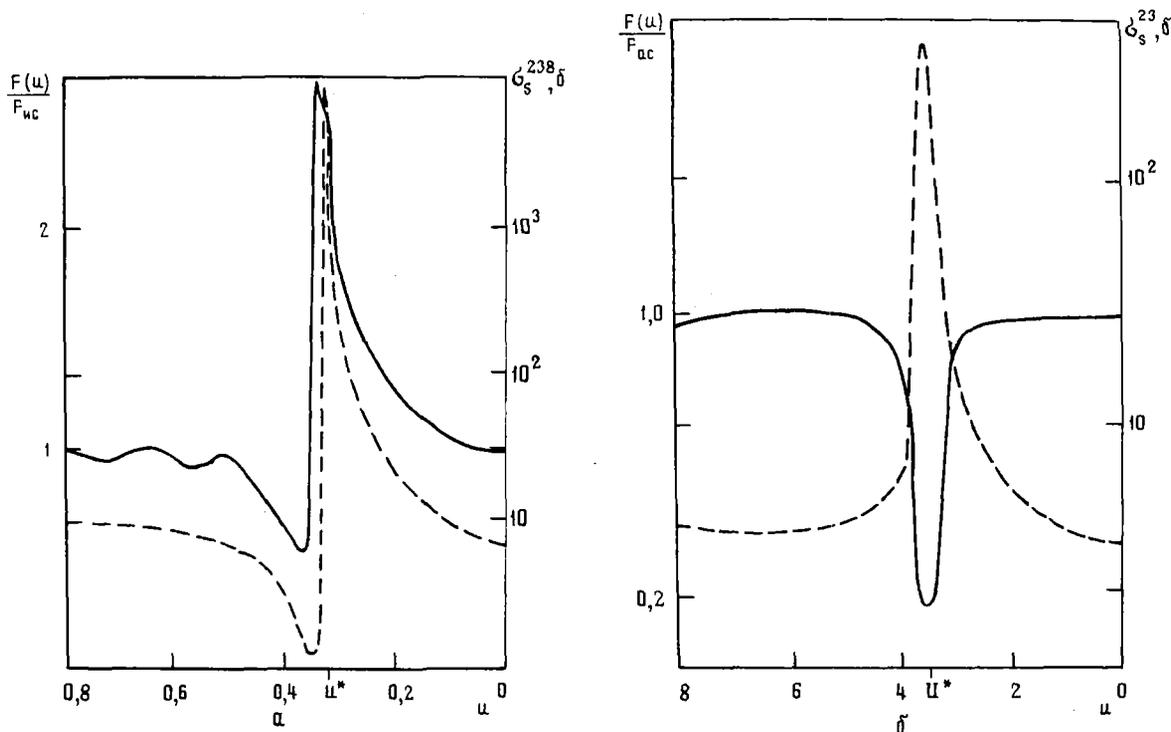


Рис.1. Поведение плотности столкновений для двух смесей: а - ^{238}U с кислородом в области резонанса ^{238}U 36,6 эВ; б - ^{23}Na с ^{238}U в области резонанса ^{23}Na 2,85 кэВ (--- - сечение рассеяния)

В области максимума резонанса вероятность столкновения нейтрона с ядром резонансного изотопа повышается. Если $A_R > A_0$ (наиболее частый случай), то прирост летаргии на соударение в максимуме резонанса будет меньше, чем в области вне резонанса. Это приводит к увеличению плотности летаргии $u \approx u^* + \xi_R$ (см.рис.1,а). Если $A_R < A_0$ (см.рис.1,б), то картина обратная - плотность столкновений уменьшается при летаргии $u \approx u^* + \xi_R$. В области интерференционного провала (см.рис.1,а) возрастает вероятность столкновения с нерезонансным изотопом, что приводит к смене знака отклонения плотности столкновения от асимптотического значения.

Осцилляции плотности столкновения в области резонанса приводят к дополнительным осцилляциям ниже резонанса, которые через несколько ξ затухают (аналог плачековских осцилляций). Если резонанс узкий ($\Gamma \ll \xi E$), то осцилляции плотности столкновения происходят в межрезонансной области и не оказывают существенного влияния на групповые сечения. Приближение узких резонансов хорошо выполняется в высокоэнергетической области, что дает возможность при подготовке групповых констант для быстрых реакторов считать плотность столкновений не зависящей от летаргии [2].

В тепловых и промежуточных реакторах большая часть резонансного поглощения происходит на низколежащих широких уровнях ($\Gamma \gtrsim \xi E$). Осцилляции плотности столкновений для таких резонан-

сов захватывают область самого резонанса, что может существенно повлиять на величину групповых сечений.

Количественно влияние энергетической зависимости плотности столкновений на групповые сечения исследовалось для изотопов ^{238}U , ^{239}Pu , ^{240}Pu . Были вычислены величины I_a и I_t [см. формулы (3) и (4)] указанных изотопов с различными разбавителями: водородом, кислородом, железом - в зависимости от концентрации разбавителя. Разбиение на группы принято согласно системе констант БНАБ [1]. Плотность столкновений рассчитана методом Монте-Карло, статистическая ошибка величин I_a и I_t составляет не более 1%. Выше верхней границы группы принималось $F(u) = \text{const}$. Рассматривались группы, в которых резонансы разрешены.

Наибольший интерес представляет ^{238}U . На рис. 2, а и б в качестве примера приведены результаты расчета скорости поглощения и интегрального потока этого изотопа в смеси с кислородом. Кривые 1 получены в предположении $F(u) = \text{const}$, кривые 2 вычислены с учетом влияния на плотность столкновений только резонансного рассеяния, кривые 3 - с учетом также и поглощения.

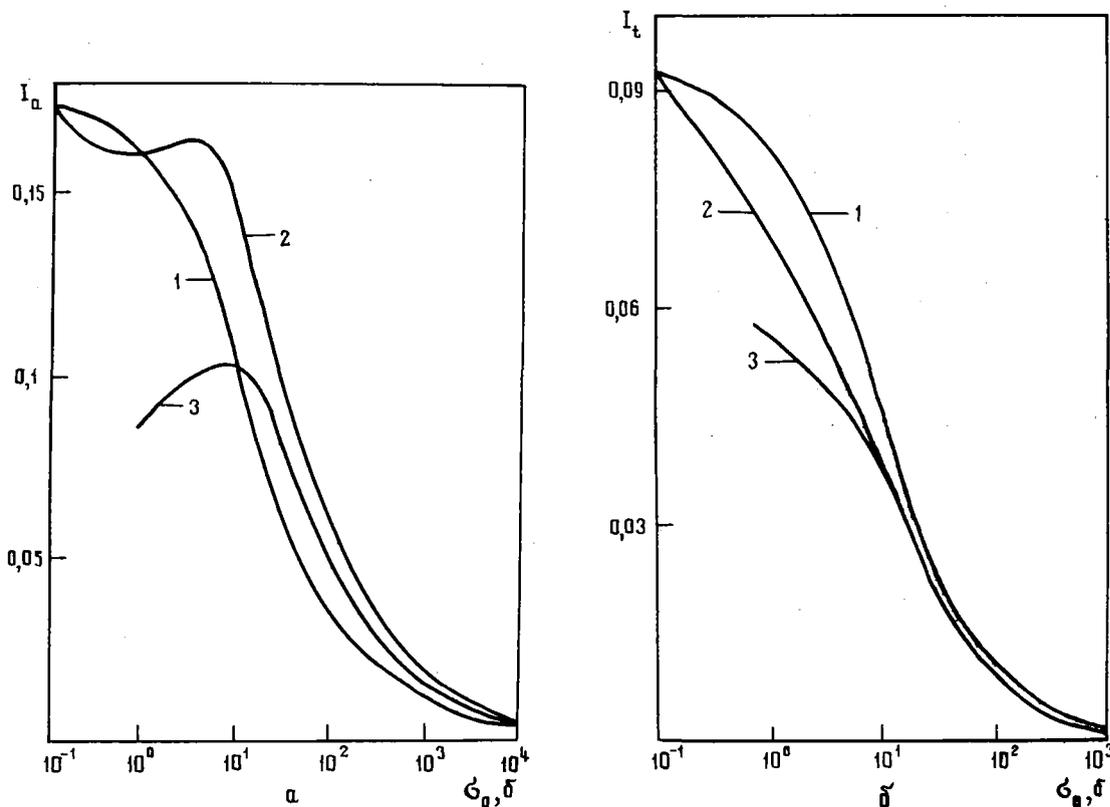


Рис. 2. Скорость поглощения (а) и интегральный поток (б) в гомогенной смеси ^{238}U и кислорода (диапазон энергий 21,5-46,5 эВ, $T=300\text{ K}$)

Результаты расчета показывают, что вплоть до довольно больших разбавлений $\sigma_0 \approx 1000$ б плотность столкновений зависит от летаргии и это влияет на интегралы I_a и I_t . Причем при $\sigma_0 > 100$ б основной эффект связан с резонансным рассеянием, а не поглощением.

При расчете гомогенных реакторов учет резонансного рассеяния практически интересен в области больших разбавлений (в противном случае нейтроны не дойдут до низкоэнергетических резонансов, где этот эффект важен). Например, для рассматриваемой группы вероятность поглощения на ^{238}U ($1 - \varphi$) = 0,3 при $\sigma_0 = 100$ б. Для группы с наиболее сильным поглощением ($E = 4,65 + 10$ эВ) при этом же разбавлении ($1 - \varphi$) = 0,5.

Область малых разбавлений интересна в гетерогенных тепловых реакторах. Этот вопрос будет рассмотрен в отдельной работе.

В табл.1 приведены интегралы I_α и I_t , полученные для гомогенной смеси ^{238}U с кислородом при температуре 300 К. Сечение разбавления взято равным 10 б. При таких разбавлениях (порядка потенциального сечения рассеяния резонансного изотопа) эффект резонансного рассеяния проявляется наиболее сильно.

Таблица 1

Интегралы I_α и I_t в смеси ^{238}U с кислородом

Группа	Границы группы, эВ	I_α			I_t		
		$F(u)=\text{const}$	Учет резонансного рассеяния	Поправка, %	$F(u)=\text{const}$	Учет резонансного рассеяния	Поправка, %
14	2150-1000	0,0298	0,030	1	0,0445	0,0446	1
15	1000-465	0,035	0,036	+3	0,0455	0,0451	1
16	465-215	0,033	0,037	+8	0,0430	0,0430	1
17	215-100	0,0507	0,0663	+24	0,0423	0,0399	-6
18	100-46,5	0,0459	0,0598	+22	0,0487	0,0471	-3,5
19	46,5-21,5	0,102	0,144	+29	0,0437	0,0377	-16
20	21,5-10	0,1045	0,140	+25	0,0509	0,0487	-4,5
21	10-4,65	0,245	0,306	+20	0,0406	0,0365	-11
22	4,65-2,15	0,0358	0,0356	1	0,0534	0,0534	1

Если ограничиться погрешностью 3%, то резонансное рассеяние следует учитывать в области энергий ниже ~ 500 эВ. В групповом разбиении БНАБ это группы с 16-й по 21-ю. Выше 16-й группы резонансы становятся "узкими" и правильно предположить $F(u) = \text{const}$. Ниже 21-й группы резонансы отсутствуют. Отметим, что поправки на резонансное рассеяние в интегралах I_α и I_t имеют противоположный знак, поскольку основной вклад в значение I_α дает область резонанса, а в значение I_t - межрезонансная область.

На рис.3 приведена зависимость интеграла I_α для ^{238}U в 21-й группе ($E = 4,65 \pm 10$ эВ) от σ_0 для различных разбавителей. Эта зависимость иллюстрирует влияние относительной атомной массы разбавителя при расчете поправки на резонансное рассеяние. В табл.2 для этой же группы ^{238}U приводятся интегралы I_α и I_t в приближении $F(u) = \text{const}$ и с учетом резонансного рассеяния в смеси с кислородом ($\sigma_0 = 10$ б) при различных температурах. С увеличением температуры величина поправки растет.

Сечение резонансного рассеяния ^{235}U мало [12], поэтому оно не оказывает влияния (в пределах 3%) на величину групповых сечений. Для ^{239}Pu резонансное рассеяние проявляется только в 20-й группе (10 - 21,5 эВ). Для ^{240}Pu при больших разбавлениях ($\sigma_0 > 100$ б) резонансное рассеяние следует учитывать в 23-й и 24-й группах (0,465-2,15 эВ). При малых разбавлениях ($\sigma_0 < 100$ б) резонансное рассеяние сказывается также с 17-й по 20-ю группу (10 - 215 эВ).

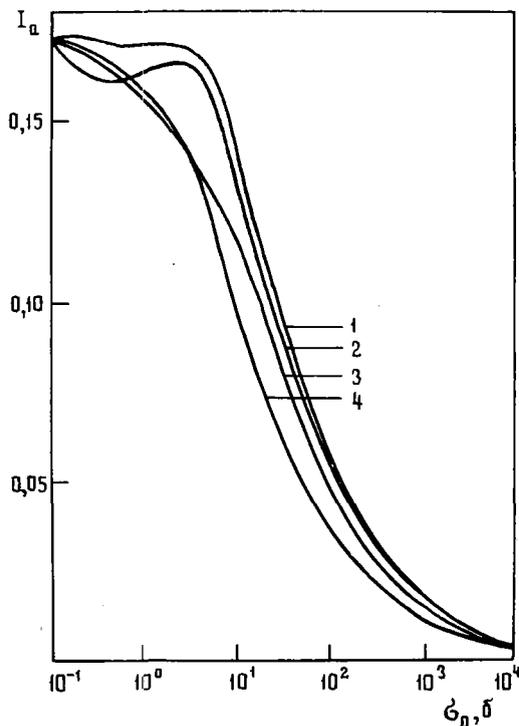


Рис.3. Зависимость скорости захвата в ^{238}U от σ_0 для разбавителей с различной относительной атомной массой: 1 - 1; 2 - 16; 3 - 53; 4 - 238

Таблица 2

Температурная зависимость интегралов I_a и I_t

Температура, К	I_a			I_t		
	$F(u) = \text{const}$	Смесь с кислородом	Поправка, %	$F(u) = \text{const}$	Смесь с кислородом	Поправка, %
300	0,245	0,306	+20	0,0406	0,0365	-11
900	0,255	0,338	+25	0,0404	0,0351	-15
1500	0,260	0,357	+27	0,0397	0,0339	-17
2300	0,266	0,366	+27	0,0397	0,0334	-19

Учет энергетической зависимости плотности столкновений при расчете резонансной самоэкранировки методом подгрупп

Метод подгрупп [8] получил широкое распространение для учета резонансной самоэкранировки при расчете быстрых реакторов. Существуют программы расчета групповых сечений по подгрупповым параметрам, например АРАМАКО-2 [9]. Созданы программы расчета резонансного поглощения методом Монте-Карло с использованием подгруппового представления сечений [10]. Во всех этих программах используются подгрупповые параметры, полученные в предположении $F(u) = \text{const}$ в пределах группы, что ограничивает их использование для расчета тепловых и промежуточных реакторов.

В настоящем разделе предлагается способ учета флуктуаций плотности столкновений при подгрупповом представлении сечений. Прежде чем перейти к его изложению, напомним основные определения и допущения метода подгрупп (подробнее см. в работе [8]).

При подгрупповом представлении сечений энергия внутри группы не фиксируется, но в отличие от обычного группового подхода задается не одно, а несколько подгрупповых сечений σ_i и не одна, а несколько вероятностей a_i взаимодействия нейтрона с сечением, равным σ_i , при столкновении с данным изотопом (вероятность a_i называется долей подгруппы i). Интегралы I_x и I_t при $F(u) = \text{const}$ через подгрупповые параметры записываются следующим образом:

$$I_x = \sum_{i=1}^N \frac{\sigma_{x_i}}{\sigma_{t_i} + \sigma_0} a_i ; \quad (6)$$

$$I_t = \sum_{i=1}^N \frac{1}{\sigma_{t_i} + \sigma_0} a_i , \quad (7)$$

где N - число подгрупп; σ_{x_i} - подгрупповое сечение процесса x ; σ_{t_i} - подгрупповое полное сечение ($\sigma_{t_i} = \sum \sigma_{x_i}$).

В нескольких работах (например, [13]) для учета замедления на "узких" резонансах предлагается изменить сечения рассеяния резонансного изотопа σ_s и разбавителя σ_0 таким образом, чтобы, используя формулы для "узких" резонансов, получить правильное значение групповых интегралов. Коэффициенты пропорциональности между истинными и поправленными значениями сечений σ_s и σ_0 называют в этом случае параметрами промежуточного резонанса. Как показали расчеты, введение параметров промежуточных резонансов в подгрупповом подходе приводит к сложной зависимости их от сечения разбавления σ_0 , средней логарифмической потери энергии на ядрах разбавителя ξ_0 и температуры среды T . Кроме того, величина самих параметров меняется в пределах, более широких, чем предсказывается теорией промежуточных резонансов (от 0 до 1).

Более удобным с точки зрения параметризации является введение еще одной подгрупповой характеристики $f_i(\sigma_0, \xi_0, T)$, которая есть подгрупповая плотность столкновений. В этом случае интегралы I_x и I_t выглядят следующим образом:

$$I_x = \sum_{i=1}^N \frac{\sigma_{x_i}}{\sigma_{t_i} + \sigma_0} f_i a_i ; \quad (8)$$

$$I_t = \sum_{i=1}^N \frac{1}{\sigma_{t_i} + \sigma_0} f_i a_i . \quad (9)$$

При таком подходе f_i имеет вполне определенный физический смысл и учитывает, во сколько раз чаще или реже нейтрон сталкивается в подгруппе i при заданных значениях σ_0, ξ_0, T по сравнению со средней плотностью столкновений в группе.

В настоящей работе параметры f_i получены методом Монте-Карло при расчете интегралов I_x и I_t путем фиксации числа столкновений в каждой подгруппе. Обычные подгрупповые параметры $\sigma_{\alpha_i}, \sigma_{t_i}, a_i$ получены методом, предложенным в работе [14]. Зависимость f_i от σ_0 представляет собой плавную функцию, которая при $\sigma_0 = 0$ и $\sigma_0 \rightarrow \infty$ равна единице, а экстремальное значение f_i находится в пределах приблизительно 0,5-2. Это дало возможность подобрать аппроксимационные формулы для зависимости $f_i(\sigma_0)$. Зависимость от температуры может задаваться таблично или как у обычных подгрупповых параметров: $f_i^T = f_i^0 + \Delta f_i \left(\sqrt{\frac{T}{300}} - 1 \right)$.

Зависимость от ξ_0 задается таблично. Из-за большого объема числовой информации значения f_i при различных σ_0, ξ_0, T в данной статье не приводятся.

Табл. 3 иллюстрирует качество полученных параметров f_i . Приведены средние эффективные сечения захвата ^{238}U в двуокиси урана при $T = 900$ К: σ_1 - расчет методом Монте-Карло без учета поглощения [см. формулы (3), (4)]; σ_2 - расчет по подгрупповым параметрам, включая параметры f_i [см. формулы (8), (9)]; σ_3 - расчет по обычным подгрупповым параметрам [см. формулы (6), (7)].

В последних двух графах приведены ошибки подгруппового расчета соответственно с учетом f_i и без учета.

Таблица 3

Средние эффективные сечения захвата ^{238}U в двуокиси урана

Группа	Диапазон энергий, эВ	σ_1, σ	σ_2, σ	σ_3, σ	$\Delta_1 = \frac{\sigma_2 - \sigma_1}{\sigma_2} 100$	$\Delta_2 = \frac{\sigma_3 - \sigma_1}{\sigma_3} 100$
21	4,65-10	8,60	8,50	5,95	-1,2	-31,4
20	10-21,5	2,80	2,78	2,16	-0,7	-23,0
19	21,5-46,5	3,55	3,50	2,28	-1,4	-35,7
18	46,5-100	1,39	1,39	1,08	0,0	-22,2
17	100-215	1,70	1,74	1,24	+2,3	-27,0
16	215-465	0,98	0,99	0,9	+1,0	-8,0

Таким образом, при подгрупповых расчетах в гомогенной среде для учета резонансного рассеяния необходимо заменить долю подгруппы a_i на величину $a'_i = f_i a_i$. В остальных расчетах можно проводить по существующим алгоритмам (как, например, в работе [9]).

При расчетах тепловых гетерогенных реакторов для нейтронов, многократно столкнувшихся в данной физической зоне, целесообразно также заменить a_i на $a'_i = f_i a_i$, где f_i будет определяться составом рассматриваемой зоны.

Список литературы

1. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Бондаренко И.И., Николаев М.Н. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1964.
2. Хохлов В.Ф., Савоськин М.М., Николаев М.Н. Комплекс программ АРАМАКО. - В кн.: Ядерные константы. М., Атомиздат, 1972, вып.8, ч.3, с.3.
3. Лукьянов А.А. Замедление и поглощение резонансных нейтронов. М., Атомиздат, 1974.

4. Segev M. Nucl. Sci and Engng, 1977, v.62, p.412.
5. Платонов А.П., Лукьянов А.А. Влияние микроструктуры спектра плотности столкновений на групповые константы ^{238}U в резонансной области. - В кн.: Ядерные константы. М., Атомиздат, 1973, т.12, ч.1, с.98.
6. Воротынец М.Ф., Пивоваров В.А., Ваньков А.А. и др. Исследование погрешности в численном решении задачи замедления нейтронов. - В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. М., ЦНИИатоминформ, 1977, т.27, с.27.
7. Воротынец М.Ф., Пивоваров В.А., Ваньков А.А. и др. Оценка точности приближений постоянства плотности соударений при расчете факторов резонансной блокировки. - В кн.: Материалы Всесоюзного семинара по резонансному поглощению нейтронов (Москва, 21-23 июня 1977). М., МИФИ, 1978, с.71-73.
8. Николаев М.Н., Игнатов А.А., Исаев Н.В., Хохлов В.Ф. Метод подгрупп для учета резонансной структуры сечений в нейтронных расчетах. - Атомная энергия, 1970, т.29, вып.1, с.11; 1971, т.30, вып.5, с.426.
9. Базаянц Н.О., Вьрский М.Ю., Гермогенова Т.А. и др. АРАМАКО-2 - система обеспечения нейтронными константами расчетов переноса излучения в реакторах и защите. М., ИПМ АН СССР, 1976.
10. Коробейников В.В., Сбоев А.Г. Расчет пространственно-энергетических распределений нейтронов в резонансной области энергий методом Монте-Карло. - См. [7], с.48.
11. Тебин В.В., Ядкевич М.С. Расчет нейтронных сечений по оцененным резонансным параметрам. - В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. М., ЦНИИатоминформ, 1978, вып.2 (29), с.3.
12. Saussure G. de, Perez R.V., Derrien H. Multi level analysis of capture and fission cross-sections for ^{233}U and ^{235}U . - In: Proceedings of Second IAEA Conference on Nuclear Data for Reactors. Vienna, IAEA, 1970, v.2, p.799.
13. Goldstein R., Cohen E.R. Nucl. Sci. and Engng, 1962, v.13, p.132.
14. Сеница В.В., Николаев М.Н. Аналитический метод получения подгрупповых параметров. - Атомная энергия, 1973, т.35, вып.6, с.429.

Статья поступила в редакцию 23 марта 1979 г.

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

Element		Quantity	Laboratory	Work-type	Energy (eV)		Page	COMMENTS
S	A				min	max		
C		TOT	IJI	EXPT		+3		VERTEBNY+.SIG GVN,TBL
C		TOT	IJI	EXPT	2,0+3			VERTEBNY+.SIG GVN,TBL
FE		TOT	FEI	EVAL	2,5-2	2,0+7		BYCHKOV+.VAL GVN, TBL
FE		NG	FEI	EVAL	THR	3,0+4		BYCHKOV+.VAL GVN, GRAPH
FE		DEL	FEI	EVAL	5,0+6	1,5+7		BYCHKOV+.VAL GVN, GRAPH
FE		DIN	FEI	EVAL		+6		BYCHKOV+.VAL GVN, GRAPH
FE		NP	FEI	EVAL		2,0+7		BYCHKOV+.VAL GVN, GRAPH
FE		NP	FEI	EXPT		2,0+7		BYCHKOV+.VAL GVN, GRAPH
FE		NA	FEI	EXPT	UP	1,0+7		BYCHKOV+.VAL GVN, GRAPH
FE		N2N	FEI	EXPT	UP	1,4+7		BYCHKOV+.VAL GVN, GRAPH
EU	151	TOT	IJI	EXPT		+3		VERTEBNY+.SIG GVN, TBL
EU	151	TOT	IJI	EXPT		+3		VERTEBNY+.VAL GVN
EU	151	SCT	IJI	EXPT		+3		VERTEBNY+.VAL GVN
EU	153	TOT	IJI	EXPT		+3		VERTEBNY+.SIG GVN, TBL
EU	153	TOT	IJI	EXPT		+3		VERTEBNY+.VAL GVN
EU	153	SCT	IJI	EXPT		+3		VERTEBNY+.VAL GVN
HØ	165	TOT	IJI	EXPT		+3		VERTEBNY+.SIG GVN,TBL
HØ	165	TOT	IJI	EXPT		+3		VERTEBNY+.VAL GVN
HØ	165	SCT	IJI	EXPT		+3		VERTEBNY+.VAL GVN
ER	166	TOT	IJI	EXPT		+3		VERTEBNY+.SIG GVN,TBL
ER	166	TOT	IJI	EXPT		+3		VERTEBNY+.VAL GVN
ER	166	SCT	IJI	EXPT		+3		VERTEBNY+.VAL GVN
ER	167	TOT	IJI	EXPT		+3		VERTEBNY+.VAL GVN
ER	167	SCT	IJI	EXPT		+3		VERTEBNY+.VAL GVN
ER	168	TOT	IJI	EXPT		+3		VERTEBNY+.SIG GVN, TBL
ER	168	TOT	IJI	EXPT		+3		VERTEBNY+.VAL GVN
ER	168	SCT	IJI	EXPT		+3		VERTEBNY+.VAL GVN
ER	170	TOT	IJI	EXPT		+3		VERTEBNY+.SIG GVN,TBL
ER	170	TOT	IJI	EXPT		+3		VERTEBNY+.VAL GVN
ER	170	SCT	IJI	EXPT		+3		VERTEBNY+.VAL GVN
AU	197	TOT	IJI	EXPT		+3		VERTEBNY+.SIG GVN,TBL
AU	197	TOT	IJI	EXPT		+3		VERTEBNY+.VAL GVN
AU	197	SCT	IJI	EXPT		+3		VERTEBNY+.VAL GVN
PB		TOT	IJI	EXPT		+3		VERTEBNY+.SIG GVN,TBL
U	235	NF	IJI	EXPT	1,0+2	5,0+4		BERGMAN+.SIG GVN,TBL
U	236	GF	FEI	EXPT		+7		OSTAPENKØ.SIG(E-GAMMA), GRAPH
U	238	SCT	IJI	EXPT		+3		VERTEBNY+.VAL GVN
U	238	TOT	IJI	EXPT		+3		VERTEBNY+.SIG GVN,TBL
U	238	TOT	IJI	EXPT		+3		VERTEBNY+.VAL GVN
U	238	GF	FEI	EXPT		+7		OSTAPENKØ.SIG(E-GAMMA), GRAPH
PU	239	NF	IJI	EXPT	1,0+2	5,0+4		BERGMAN+.SIG GVN,TBL
FU	240	NG	FEI	EXPT		+7		IVANOV+.SIG GVN,CFD,MANY TBLs

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

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

Основные требования, предъявляемые к авторам, согласно этому стандарту:

1. Рабочий экземпляр статьи должен быть первым, напечатанным на машинке на одной стороне бумаги формата 210x297 мм или близкого к нему формата через 2 интервала с полями не уже 4 см. Рукописные вставки не допускаются.
 2. Объем каждой статьи не должен превышать 0,7 уч.-изд.л., т.е. 28 тыс. знаков (примерно 17 машинописных страниц, включая рисунки с подписями, таблицы, рефераты и список литературы). Страница обычно имеет 28-30 строк, а строка - 60-65 знаков (включая пробелы).
 3. Слева сверху, перед заголовком статьи, ставится индекс УДК (универсальная десятичная классификация).
 4. На отдельном листе предлагается машинописный текст краткой аннотации на английском языке (с переводом названия статьи).
 5. На отдельном листе предлагается машинописный текст реферата на русском языке с кратким изложением цели и результатов работы. Объем реферата не должен превышать 3/4 листа.
 6. Статья должна быть подписана всеми авторами и иметь координаты хотя бы одного из них (телефон, адрес).
 7. Содержание статьи излагается с предельной ясностью и краткостью, исключаются общие рассуждения, известные положения, многословие. Не допускается дублирование материала в тексте, таблицах и рисунках.
 8. Единицы всех физических единиц должны быть обозначены в системе СИ.
 9. Таблицы нумеруются по порядку, каждая таблица должна иметь заголовок. Сокращения в графах таблицы не допускаются. В тексте необходимы ссылки на все таблицы. Таблицы с небольшим числом параметров, которые можно вставить в текст, исключаются.
 10. Формулы и буквенные обозначения величин должны быть четко написаны черной тушью или черными чернилами. Необходимо стремиться к более рациональному расположению формул в тексте.
- Индексы и показатели степеней тщательно обозначают соответствующей скобкой (например, $A_{\text{осн}}$, $t^{\text{эФ}}$, $K_{\text{эф}}$).
- Буквы одинакового начертания следует помечать: строчные (малые) - двумя черточками сверху (например, \bar{c} , \bar{k} , \bar{z} , \bar{a} , \bar{p} , \bar{b} , \bar{w} , \bar{u}), а прописные (большие) - двумя черточками снизу (например, \underline{c} , \underline{k} , \underline{z} , \underline{a} , \underline{p} , \underline{b} , \underline{w} , \underline{u}).
- Греческие буквы необходимо обводить красным карандашом, чтобы не спутать а и α , х и χ , в и ν , ψ и ν , ш и μ и др.).

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

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

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

При отсутствии ссылок на рисунки последние аннулируются.

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

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

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

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

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

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

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

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

Не рекомендуется перегружать текст литературными ссылками, особенно фамилиями.

На неопубликованные работы ссылаться нельзя.

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

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

Редактор Г.В.Зубова
Технический редактор С.И.Халиллулина
Корректоры Г.Н.Балашова, Е.М.Спиридонова

Подписано в печать 25.03.80. Т07703 Формат 60x84 1/8.
Офсетная печать. Усл.печ.л. II, 39. Уч.-изд.л. I2,0. Тираж 330 экз.
Зак. тип. № 378 7 статей. Индекс 3645.

Отпечатано в ЦНИИатоминформе
119146, Москва, Г-146, а6/яц 584

УДК 539.173 .4

ИЗМЕРЕНИЯ СЕЧЕНИЙ ДЕЛЕНИЯ И ОТНОШЕНИЯ СЕЧЕНИЙ ДЕЛЕНИЯ ДЛЯ ^{239}Pu И ^{235}U В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ НЕЙТРОНОВ 100 эВ - 50 кэВ/А.А.Бергман, А.Г.Колосовский, С.П.Кузнецов и др. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1980, вып. 1(36), с.3-12.

Измерены сечения деления и отношение сечений деления для ^{239}Pu и ^{235}U на нейтронном спектрометре по времени замедления в свинце в области энергий нейтронов 100 эВ - 50 кэВ. Измерения проведены в режиме одновременной регистрации событий деления ^{239}Pu и ^{235}U , что значительно повысило точность измерения отношения сечений деления. Максимальная полная погрешность измерений для сечения деления ^{239}Pu составляла 2,4%, ^{235}U - 1,8% и для отношения сечений деления - 2,0%. Нормировка сечений деления выполнена с помощью термализованного спектра нейтронов (табл. 7, список лит. - 21 назв.).

УДК 539.173 .3

КАНАЛОВЫЙ АНАЛИЗ ФОТОДЕЛЕНИЯ ^{236}U И ^{238}U /Ю.Б.Остапенко. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1980, вып.1(36), с.12-25.

Проведен каналовый анализ экспериментальных данных о сечении и угловых распределениях осколков фотоделения ^{236}U и ^{238}U в широком диапазоне энергий возбуждения 3,5-7,0 МэВ. В рамках единого подхода, основанного на модели входных состояний, получено удовлетворительное описание общего поведения и резонансной структуры как сечений анизотропных компонент мгновенного деления, так и сечения фотоделения в области изомерного шельфа. Полученные в анализе параметры двугорбого барьера сравниваются с результатами других работ (рис. 7, табл. 2, список лит. - 31 назв.).

УДК 539.172.4

РАДИАЦИОННЫЙ ЗАХВАТ НЕЙТРОНОВ ^{240}Pu НА СПЕКТРАХ АКТИВНОЙ ЗОНЫ РЕАКТОРА БР-5/В.И.Иванов, В.А.Толстиков. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1980, вып. 1(36), с.26-31.

Методами α - и масс-спектрометрии измерены сечение радиационного захвата нейтронов ^{240}Pu для спектра вблизи центра активной зоны реактора БР-5 с топливной загрузкой из двуокиси плутония и относительное распределение интегралов захвата в ^{240}Pu по высоте реактора. Результаты измерений сравниваются с величинами, полученными путем усреднения по расчетным спектрам реактора существующих систем групповых констант радиационного захвата нейтронов ^{240}Pu (рис. 1, табл. 3, список лит. - 25 назв.).

УДК 539.171.4

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ ДЛИН РАССЕЯНИЯ И СИЛОВЫХ ФУНКЦИЙ s_0 ИЗОТОПОВ $^{151,153}\text{Eu}$, ^{165}Ho , $^{166-168,170}\text{Er}$, ^{197}Au и ^{238}U /В.П.Вертебный, Н.Л.Гнидак, А.В.Гребнев и др. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1980, вып. 1(36), с. 32-51.

С помощью скандиевого фильтра исследовано самоэкранирование резонансных нейтронов изотопами $^{151,153}\text{Eu}$, ^{165}Ho , $^{166-168,170}\text{Er}$, ^{197}Au и ^{238}U при определении полного сечения и сечения рассеяния. Приводятся данные о величинах силовых функций S_0 и оптических длин рассеяния R' (рис. 3, табл. 15, список лит. - 37 назв.).

УДК 539.172.4

СРАВНЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ ПО РАДИАЦИОННОМУ ЗАХВАТУ НЕЙТРОНОВ НЕКОТОРЫМИ ТРАНСАКТИВНЫМИ ИЗОТОПАМИ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ В РЕАКТОРЕ БР-5 С РАСЧЕТАМИ ПО НОВЫМ СИСТЕМАМ ГРУППОВЫХ КОНСТАНТ /В.И.Иванов, И.П.Маркелов, В.А.Толстиков, - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1980, вып. 1(36), с. 52-65.

В работе проведено сравнение экспериментальных данных по сечениям радиационного захвата нейтронов некоторыми трансактивными изотопами с расчетными данными по новым групповым константам на спектрах нейтронов вблизи центра реактора БР-5 при разных топливных загрузках (из двуокиси плутония и карбида урана). Расчеты спектра нейтронов проведены по программе АРАМАКО в диффузионном P_1 -приближении и одномерной геометрии (сфера). Новые групповые константы БНАБ-78 и ОСКАР-76 сравниваются с константами АРАМАКО-70. Аналогичное сравнение расчетных и экспериментальных данных по радиационному захвату нейтронов было проведено для реактора ЕВР-11 (табл.4, список лит. - 32 назв.).

УДК 539.171:539.172.4

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ ЖЕЛЕЗА ИЗ РАЗЛИЧНЫХ БИБЛИОТЕК ОЦЕНЕННЫХ ДАННЫХ /В.М.Бычков, В.В.Возяков, В.Н.Маножин и др. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1980, вып. 1(36), с. 65-81.

Проведен сравнительный анализ нейтронных сечений железа в интервале энергий 0,025 эВ - 20 МэВ из библиотек оцененных ядерных данных СОКРАТОР, КЕДАК, ЕНЦД. Пересмотрены некоторые сечения железа по оценкам библиотеки СОКРАТОР и рекомендованы новые данные, полученные с учетом последних экспериментальных работ или более современных методов теоретического расчета. В результате выбрана новая версия нейтронных сечений железа (БНФ 2012) для библиотеки СОКРАТОР (рис. II, табл. I, список лит. - 25 назв.).

УДК 539.170.013+621.039.512.45

УЧЕТ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЗАВИСИМОСТИ ПЛОТНОСТИ СТОЛКНОВЕНИЙ, ОБУСЛОВЛЕННОЙ РЕЗОНАНСНЫМ РАССЕЯНИЕМ, ПРИ РАСЧЕТЕ ГРУППОВЫХ СЕЧЕНИЙ/В.В.Тетин, М.С.Будкевич. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1980, вып. 1(36), с. 81-88.

Показана роль флуктуаций плотности столкновений, обусловленных резонансным рассеянием, в смеси изотопов с различной относительной атомной массой. Для изотопов ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{240}Pu проведена оценка эффекта в области разрешенных резонансов. Предлагается способ учета флуктуаций плотности столкновений в рамках подгруппового подхода при расчете резонансной самоэкранировки сечений в тепловых реакторах (рис.3, табл. 3, список лит. - 14 назв.).

1 руб.

Индекс 3645

Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы,
1980, вып. I(36), I-92