

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ  
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР

INIS-SU-236/A

# ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:

**Ядерные константы**

ВЫПУСК

**3**

**989**

Сборник подготовлен Физико-энергетическим институтом  
и Комиссией по ядерным данным

## **РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ**

Главный редактор **О. Д. КАЗАЧКОВСКИЙ**

### **НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ**

Зам. главного редактора **Б. Д. КУЗЬМИНОВ**

С. С. Коваленко, В. Е. Колесов, В. Н. Манохин, Г. В. Мурадян, Ю. П. Попов,  
Г. Н. Смирешкин, В. А. Толстиков, Г. Я. Труханов, Г. Б. Яньков, В. П. Ярына

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

Зам. главного редактора **Ф. Е. ЧУКРЕЕВ**

В. В. Варламов, Б. Я. Гужовский, П. П. Дмитриев, В. В. Ежела, Б. В. Журавлев,  
Р. Б. Иванов, Б. С. Ишханов, В. М. Кулаков, В. Е. Сторяжко, Н. П. Чинова

### **ЯДЕРНО-РЕАКТОРНЫЕ ДАННЫЕ**

Зам. главного редактора **М. Н. НИКОЛАЕВ**

А. П. Васильев, А. А. Дубинин, В. А. Душин, С. М. Зарицкий, А. В. Звонарев,  
В. Д. Казарицкий, А. Н. Камышан, А. А. Лукьянов, В. Д. Марковский,  
Б. Г. Рязанов, Л. А. Трыков, В. В. Хрэмков, А. М. Цибуля, М. С. Юдкевич

Ответственный секретарь **В. В. ВОЗЯКОВ**

© Центральный научно-исследовательский институт  
информации и технико-экономических исследований  
по атомной науке и технике (ЦНИИатоминформ), 1989

inis - 50 - - 236 / A .

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР  
ЦЕНТРАЛЬНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ИНФОРМАЦИИ  
И ТЕХНИКО-ЭКОНОМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ: ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ

Научно-технический сборник

Выпуск 3

ЯДЕРНО-РЕАКТОРНЫЕ ДАННЫЕ

НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

---

Москва

Издается с 1971 г.

1983

---

СОДЕРЖАНИЕ

ЯДЕРНО-РЕАКТОРНЫЕ ДАННЫЕ

Бедняков С. М., Дулин В. А., Хайнцельман Б.

Экспериментальное и расчетное изучение реактивности  
малых образцов в критических сборках с разной  
гетерогенной структурой ..... 3

Кощеев В. Н., Мантуров Г. Н., Сеница В. В.

Влияние неопределенности нейтронной силовой функции  
 $^{238}\text{U}$  на расчет резонансной структуры в области  
неразрешенных резонансов ..... 15

НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

Игнатюк А. В.

Согласованное описание плотности уровней и  
вероятности деления ядер ..... 28

Проняев В. Г., Беланова Т. С., Блохин А. И., Игнатюк А. В.	
Совместная оценка функций возбуждения уровней и $\gamma$ -спектров при неупругом рассеянии нейтронов на $^{93}\text{Nb}$ .....	51
Трофимов Ю. Н.	
Изотопическая зависимость сечений радиационного захвата ядер средних и тяжелых масс при энергии нейтронов 0,5÷2 МэВ .....	63
Андросенко А. А., Андросенко П. А., Давлетшин А. Н., Толстиков В. А.	
Применение комплекса программ BRAND для анализа активационных экспериментов.....	76
Проняев В. Г., Кононов В. Н., Тимохов В. М., Трыков Е. Л.	
Нейтронные сечения и силовые функции изотопов олова в методе связи многих каналов.....	90
Моисеев Н. Н., Рамендик З. А., Щеголев В. Т.	
Экспериментальное определение сечения реакции $^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$ при энергии нейтронов 14,8 МэВ.....	101
Сухих С. Э., Ловчикова Г. Н., Виноградов В. А., Журавлев Б. В., Поляков А. В., Сальников О. А., Мертен Х., Рубен А.	
Анализ спектра мгновенных нейтронов деления ядер плутония-239.....	106
Григорьев Е. И., Мелехик Ю. А., Трошин В. С., Ярына В. П.	
Измерение и оценка средних сечений реакций $^{90}\text{Zr}(n, 2n)^{89}\text{Zr}$ , $^{111}\text{Cd}(n, n')^{111\text{m}}\text{Cd}$ для нейтронов деления $^{235}\text{U}$ .....	117
Максютенко Б. П., Балакшев Ю. Ф., Игнатьев С. В.	
Двухмерный метод измерения спектров запаздывающих нейтронов.....	125
<b>КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ</b>	
Демидов А. М., Михайлов И. В., Черепанцев Ю. К.	
Исследование $\gamma$ -излучения $^{204}\text{Pb}$ в реакции $(n, n'\gamma)$ .....	131

УДК 621.039.51

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ И РАСЧЕТНОЕ ИЗУЧЕНИЕ РЕАКТИВНОСТИ  
МАЛЫХ ОБРАЗЦОВ В КРИТИЧЕСКИХ СБОРКАХ  
С РАЗНОЙ ГЕТЕРОГЕННОЙ СТРУКТУРОЙ

С. М. Бедняков, В. А. Дулин (ФЭИ, СССР),  
Хайнцельман Б. (ШЯИ, АН ГДР)

SMALL SAMPLES REACTIVITY WORTHS  
EXPERIMENTAL AND CALCULATIONAL STUDY  
IN CRITICAL ASSEMBLIES OF VARIOUS  
HETEROGENEOUS STRUCTURE. Central  
reactivity worth of materials with a  
well-known cross-sections were  
measured in a number of assemblies  
BFS with identical composition and  
different heterogeneity. The results  
of measurements are discussed in the  
paper. Methods of cell structure  
heterogeneity and bilinear  
weighting effects evaluation are  
described. It is stated a good  
agreement between experiments and  
calculations after using  
corrections.

Возмущение критичности реакторов нулевой мощности образцами из различных материалов используется в настоящее время для проверки нейтронных сечений материалов и для других целей. При анализе этих экспериментов достаточно рассчитать реактивность из стационарных коэффициентов размножения возмущенной и невозмущенной образцом вносимого материала систем:

$$\rho = \frac{I}{k_{эф1}} - \frac{I}{k_{эф2}} \quad (1)$$

Обычно у экспериментаторов имеется достаточно средств для приведения результатов экспериментов с реальными образцами к данным с нулевой их толщиной. В таких случаях для расчета эффекта реактивности вносимого материала удобно, как известно, пользоваться теорией возмущений первого порядка. Расчеты для быстрых критических сборок при этом проводятся обычно в групповом приближении с использованием стандартных реакторных программ [1,2]. Учет тонкой гетерогенной структуры сборок и особенностей приготовления групповых констант для такого рода расчетов ранее проводился в интегрально-транспортном приближении [3].

В настоящей работе приводится краткое описание метода учета вышеупомянутых эффектов в лучшем (в принципе), нежели интегрально-транспортное, приближении, развитом одним из авторов (Б. Хайнцельманом) [4].

Приведены результаты расчетов по этому методу для серии сборок БФС, близких по составу, но сильно различающихся по гетерогенной структуре, и соответствующие результаты расчетов в интегрально-транспортном приближении.

Результаты обоих расчетов сравниваются друг с другом и с экспериментом.

Запишем уравнение переноса для плотности потока нейтронов  $\psi(\vec{r}, u, \vec{\Omega})$  в виде:

$$\left[ \vec{\Omega} \cdot \frac{\partial}{\partial \vec{r}} + \sum_t (\vec{r}, u) \right] \psi(\vec{r}, u, \vec{\Omega}) = q_s(\vec{r}, u, \vec{\Omega}) + \frac{1}{k_{\text{эф}}} q_f(\vec{r}, u, \vec{\Omega}) = q(\vec{r}, u, \vec{\Omega}). \quad (2)$$

Здесь  $k_{\text{эф}}$  - эффективный коэффициент размножения нейтронов;

$\vec{\Omega}$  - вектор направления движения нейтронов;

$\vec{r}$  - пространственный вектор;

$q$  - плотность источника;

$q_s, q_f$  - плотности источников рассеяния и деления;

$\sum_t$  - макроскопическое полное сечение.

Предполагается, что плотность источника изотропна и постоянна в пространственном интервале  $\Delta \vec{r}_k$ . В рамках приближения узких резонансов плотность источника, как известно, не обнаруживает резонансной структуры и может быть представлена константой в каждом групповом интервале  $\Delta u_g$ :

$$\left[ \vec{\Omega} \frac{\partial}{\partial \vec{r}} + \sum_{t\lambda}^{(g)}(k, u) \right] \psi(\vec{r}, u, \vec{\Omega}) = \frac{1}{\Delta u} q^{(g)}(k), \quad \text{где } \vec{r} \in \Delta \vec{r}_k, \quad (3)$$

$$u \in \Delta u_g.$$

Последний шаг аппроксимации - введение подгруппового представления [5]. В результате получается основное уравнение, используемое в программе TULPE [4] для расчета реактивности:

$$\left[ \vec{\Omega} \frac{\partial}{\partial \vec{r}} + \sum_{t\lambda}^{(g)}(k) \right] \psi_{\lambda}^{(g)}(\vec{r}, \vec{\Omega}) = \frac{1}{\Delta u} q^{(g)}(k); \quad \vec{r} \in \Delta \vec{r}_k$$

$$q^{(g)}(k) = \sum_{g'} \sum_{\lambda'} w_{\lambda'}^{(g')} \left[ \sum_{s\lambda}^{(g' \rightarrow g)}(k) - D^{(g)}(k) B_g^2 \delta_g^{g'} + \right.$$

$$\left. + \frac{x(g', g)}{k_{эф}} v \sum_{f\lambda'}^{(g')} \right] \frac{1}{4\pi} \int d\vec{\Omega}' \frac{1}{\Delta \vec{r}_k} \int d\vec{r}' \psi_{\lambda'}^{(g')}(\vec{r}', \vec{\Omega}') \quad (4)$$

При этом  $w_{\lambda}^{(g)}$  - доля подгруппы  $\lambda$  в группе  $g$  данной среды.

Для приведения системы в стационарное состояние ( $k_{эф} = 1$ ) может быть использован член утечки  $D^{(g)}(k) B_g^2$ . Для ослабления предположения об изотропии плотности источника в программе возможно использовать транспортную аппроксимацию.

Сопряженное к (4) уравнение определяется через скалярное произведение

$$\langle f_1 / f_2 \rangle = \sum_{g'} \sum_{\lambda'} w_{\lambda'}^{(g')} \int d\vec{\Omega}' \int_{\Delta \vec{r}_k} d\vec{r}' f_{1\lambda'}^{(g')}(\vec{r}', \vec{\Omega}') f_{2\lambda}^{(g)}(\vec{r}, \vec{\Omega}) \quad (5)$$

и имеет вид:

$$\left[ -\vec{\Omega} \frac{\partial}{\partial \vec{r}} + \sum_{t\lambda}^{(g)}(k) \right] \psi_{\lambda}^{+(g)}(\vec{r}, \vec{\Omega}) = q_{\lambda}^{+(g)}(k); \quad \vec{r} \in \Delta \vec{r}_k$$

$$q_{\lambda}^{+(g)}(k) = \sum_{g'} \sum_{\lambda'} w_{\lambda'}^{(g')} \left[ \sum_{s\lambda}^{(g \rightarrow g')}(k) - D^{(g)}(k) B_g^2 \delta_g^{g'} + \right.$$

$$\left. + \frac{x(g, g')}{k_{эф}} v \sum_{f\lambda}^{(g)} \int_{\Delta \vec{r}_k} d\vec{r}' \int d\vec{\Omega}' \frac{\psi_{\lambda'}^{+(g')}(\vec{r}', \vec{\Omega}')}{4 \vec{r}_k} \right] \quad (6)$$

В практическом расчете сначала определяется плотность источника  $q^{(g)}(k)$  и сопряженная величина  $\Phi^{+(g)}(k)$ :

$$\Phi^{+(g)}(k) = \int_{\Delta \vec{r}_k} d\vec{r} \int d\vec{\Omega} \int_{\vec{\lambda}} \frac{\psi_{\lambda}^{+(g)}(\vec{r}, \vec{\Omega}) w_{\lambda}^{(g)}}{4\pi \Delta \vec{r}_k}. \quad (7)$$

С этой целью уравнения (4) и (6) переводятся в интегральную форму, и используется метод вероятности столкновений в обычных одномерных ячеечных геометриях.

Возникающие неоднородные дифференциальные уравнения решаются методом характеристик [6]. При этом существенно, что поток и ценность понадобятся только на месте образца, так что рассматриваются только траектории, проходящие через образец. Реактивность рассчитывается при помощи известного формализма теории возмущений, исходя из скалярного произведения (5), из решений прямого уравнения (4) и сопряженного уравнения (6). Как пример, приводится вклад в реактивность, обусловленный изменением полного сечения элемента  $\alpha$ :

$$\rho_{t\alpha} \approx \sum_g \sum_k w_{\lambda}^{(g)} \int d\vec{\Omega} \int d\vec{r} \psi_{\lambda}^{(g)}(\vec{r}, \vec{\Omega}) \psi_{\lambda}^{+(g)}(\vec{r}, \vec{\Omega}) \Delta \sum_{t\lambda\alpha}^{(g)}(\vec{r}) / \rho_{\alpha}. \quad (8)$$

Видно, как вследствие билинейного усреднения (в отличие от традиционного группового приближения) проявляется корреляция между потоком и ценностью через зависимость от направления полета нейтронов и от подгруппы.

Вклады в реактивность, обусловленные возмущением сечений рассеяния и рождения ( $\nu \Sigma_f$ ), вычисляются в групповом приближении суммированием по пространству ( $k$ ) и группе ( $g$ ) с использованием величины  $\Phi^{+(g)}(k)$  (7) и аналогичного группового потока  $\Phi^{(g)}(k)$ .

При проведении расчетов в интегрально-транспортном приближении, использовавшемся ранее для анализа [3], решается уравнение для групповых потоков  $\Phi^{(g)}(k)$ , средних по области  $\Delta \vec{r}_k$  и для ценности вносимых нейтронов  $\Phi^{+(g)}(k)$ :

$$\Delta V(k) \left[ \Sigma_1^{(g)}(k) + \frac{B^2}{3\Sigma_{tr}^{(g)}} \right] \Phi^{(g)}(k) = \sum_m \Delta V(m) P^{(g)}(m \rightarrow k) \sum_{g'} \left[ \Sigma^{(g' \rightarrow g)}(m) + \frac{\chi^{(g)}(g')}{k_{\text{эф}}} \nu \Sigma_f^{(g')}(m) \right] \Phi^{(g')}(m) \quad (9)$$

$$\Delta V(k) \left[ \Sigma_1^{(g)}(k) + \frac{B^2}{3\Sigma_{tr}^{(g)}} \right] \Phi^{(g)}(k) = \sum_m \Delta V(m) P^{(g)}(m \rightarrow k) \sum_{g'} \left[ \Sigma^{(g \rightarrow g')}(m) + \frac{\chi^{(g')}(g)}{k_{\text{эф}}} \nu \Sigma_f^{(g)}(m) \right] \Phi^{(g')}(m).$$

Здесь  $P^{(g)}(m \rightarrow k)$  - вероятность нейтрону, испытавшему последнее соударение в области  $\Delta V(m)$  и находящемуся после этого в группе  $g$ , испытать следующее столкновение в области  $\Delta V(k)$ .

Коэффициент реактивности образца нулевой толщины элемента  $\alpha$ , расположенного в ячейке, рассчитывается при этом согласно соотношению:

$$\rho_{\alpha} \approx \sum_{k \in V} \sum_g \Delta V(k) \left[ - \left[ \bar{\sigma}_{f\alpha}^{(g)}(k) + \bar{\sigma}_{c\alpha}^{(g)}(k) \right] \Phi^{(g)}(k) + \frac{\nu \bar{\sigma}_{f\alpha}^{(g)}(k)}{k_{\text{эф}}} \sum_{g'} \chi^{(g')}(k) \Phi^{(g')}(k) + \sum_{g'} \bar{\sigma}_{\alpha}^{(g \rightarrow g')}(k) \left[ \Phi^{(g')}(k) - \Phi^{(g)}(k) \right] \right] \Phi^{(g)}(k) + C_{\alpha} + D_{\alpha}, \quad (10)$$

где  $\bar{\sigma}_{\alpha}^{(g)}(k)$  - групповые сечения элемента  $\alpha$ , полученные с учетом резонансной структуры потока нейтронов в каждом слое  $(k)$ .

Гетерогенная структура сборок учитывается отличием групповых потоков  $\Phi^{(g)}(k)$ , ценностей  $\Phi^{+(g)}(k)$  и сечений от их гомогенных значений. Эффекты билинейного усреднения содержатся в слагаемых  $C_{\alpha}$  и  $D_{\alpha}$  [3].

Оба этих метода применялись для описания экспериментов на серии сборок БФС.

Серия сборок БФС-45А-1, БФС-52-1, БФС-47-1В и БФС-45Б-1 имела близкий состав. Топливо в них составляли (последовательно): таблетки 5 мм металлического урана с обогащением  $\approx 89\%$ , металлического урана с обогащением  $\approx 36\%$ , двуокиси урана с тем же обогащением. Центральная часть сборки БФС-45Б-1 состояла из 19 реальных тепловыделяющих сборок реактора БН-600 с обогащением  $\approx 21\%$ .

Сложная, по существу, трехмерная структура сборок БФС, состоящая из чередующихся слоев таблеток разного типа (с диаметром 47 мм и высотой  $1 \pm 10$  мм) и пронизывающих эти слои вертикальных труб и пустот между ними [7], заменялась на систему бесконечных плоскопараллельных слоев меньшей толщины и той же плотности, что и плотность таблеток. Материал оболочек и системы труб выносился в дополнительный слой. На рис. 1 показана схема формирования модели гипсовой ячейки сборки.

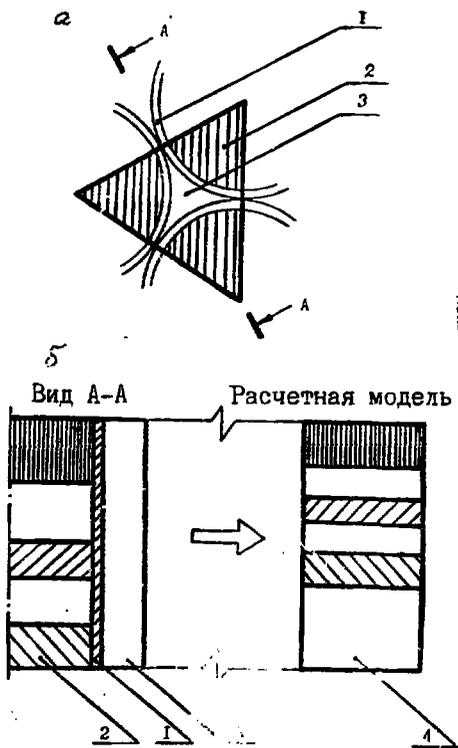


Рис. 1. Схема перехода от реальной ячейки БФС к расчетной модели (а - горизонтальный разрез ячейки БФС; б - вертикальный разрез ячейки БФС): 1 - труба БФС; 2 - таблетки материалов ячейки; 3 - межтрубный зазор; 4 - дополнительный слой расчетной модели

В межтрубных зазорах между ячейками (рис. 1а) помещались образцы различных материалов. Достаточно подробное описание подобных экспериментов и описание процедур приведения результатов их к нулевым толщинам образцов имеется в [8].

Таблица 1

Поправки к гомогенному расчету центральных коэффициентов реактивности некоторых материалов

Сборка	Функционал	Метод введения поправок	
		интегрально-транспортное приближение (ИТП)	метод Б. Хайнцельмана (программа TULPE)
БФС-45А-1	P12/P235	-0,0009	-0,0017
	P10/P235	-0,040	-0,063
	P6/P235	-0,006	-0,008
	P238/P235	-0,0019	-0,0014
БФС-45Б-1	P12/P235	-0,0006	-0,0007
	P10/P235	-0,043	-0,017
	P6/P235	-0,006	-0,008
	P238/P235	+0,0041	+0,0040
БФС-47-1В	P12/P235	+0,0004	+0,0010
	P10/P235	-0,042	-0,046
	P6/P235	-0,013	-0,014
	P238/P235	-0,0012	-0,0006
БФС-52-1	P12/P235	+0,0007	+0,0011
	P10/P235	-0,046	-0,055
	P6/P235	-0,013	-0,004
	P238/P235	-0,0024	-0,0041

Примечание.  $P_i$  - коэффициенты реактивности  $i$ -го изотопа (индексы: В -  $^{60}\text{Li}$ , 10 -  $^{10}\text{B}$ , 12 -  $^{12}\text{C}$ , 235 -  $^{235}\text{U}$ , 238 -  $^{238}\text{U}$ ).

В табл.1 приведены расчетные поправки к центральным коэффициентам реактивности некоторых материалов, вызванные слоистой гетерогенностью ячейки и необходимостью билинейного усреднения констант согласно описанным методам. Данные таблицы получены для образца нулевой толщины, помещенного перпендикулярно слоям и имеющего длину, равную длине ячейки. Набор материалов, выбранных для анализа, обусловлен их особыми нейтронно-физическими свойствами:  $^{10}\text{B}$  и  $^{12}\text{C}$  - типичные поглотитель и замедлитель с хорошо известными сечениями без резонансных особенностей,  $^6\text{Li}$  - типичный поглотитель с резонансной особенностью в области  $0,2 \div 0,4$  МэВ,  $^{238}\text{U}$  - важный с точки зрения присутствия в активной зоне элемент со сложной резонансной структурой сечений.

Расчеты отношений центральных коэффициентов реактивности для одномерной гомогенной среды выполнялись по программному комплексу КРАБ-1 [1] на базе констант БНАБ-78 [9].

В табл. 2÷5 приведены результаты экспериментов с перечисленными элементами, и показана степень сближения эксперимента и расчета в зависимости от способа введения поправок на билинейное усреднение констант и гетерогенность в сборках разной гетерогенной структуры и близкого состава.

Таблица 2  
Приведение расчета Р6/P235 к условиям эксперимента  
разными методами

Сборка	Эксперимент	Расчет гомоген- ный	Эксперимент-расчет		
			без попра- вок	метод введения поправок	
				ИТП	TULPE
БФС-45А-1	-0,476±0,004	-0,483	+0,007	+0,013	+0,015
БФС-45Б-1	-0,476±0,004	-0,493	+0,017	+0,023	+0,022
БФС-47-1В	-0,504±0,004	-0,503	-0,001	+0,012	+0,015
Максимальный разброс величины "эксперимент-расчет"			-0,018	0,010	0,007

Таблица 3

Приведение расчета P10/P235 к условиям эксперимента  
разными методами

Сборка	Эксперимент	Расчет гомоген- ный	Эксперимент - расчет		
			без попра- вок	метод введения поправок	
				ИТП	TULPE
БФС-45А-1	-1,18±0,02	-1,033	-0,15	-0,11	-0,08
БФС-45Б-1	-1,17±0,02	-1,084	-0,08	-0,07	-0,07
БФС-47-1В	-1,28±0,02	-1,123	-0,16	-0,115	-0,11
БФС-52-1	-1,19±0,01	-1,040	-0,15	-0,10	-0,09
Максимальный разброс величины "эксперимент-расчет"			0,08	0,045	0,04

Таблица 4

Приведение расчета P12/P235 к условиям эксперимента  
разными методами

Сборка	Эксперимент	Расчет гомоген- ный	Эксперимент - расчет		
			без попра- вок	метод введения поправок	
				ИТП	TULPE
БФС-45А-1	0,0066±0,0002	0,0057	0,0009	0,0018	0,0026
БФС-45Б-1	0,0072±0,0003	0,0060	0,0012	0,0018	0,0020
БФС-47-1В	0,0097±0,0003	0,0060	0,0037	0,0033	0,0027
БФС-52-1	0,0098±0,0002	0,0054	0,0044	0,0037	0,0021
Максимальный разброс величины "эксперимент-расчет"			0,0035	0,0019	0,0007

Таблица 5

Приведение расчета P238/P235 к условиям эксперимента  
разными методами

Сборка	Эксперимент	Расчет гомоген- ный	Эксперимент - расчет		
			без попра- вок	метод введения поправок	
				ИТП	TULPE
БФС-45А-1	-0,0731±0,0010	-0,0734	+0,0003	+0,0022	+0,0017
БФС-45Б-1	-0,0745±0,0015	-0,0802	+0,0057	+0,0016	+0,0017
Разброс величины "эксперимент-расчет"			0,0054	0,0006	0,0000

Величина максимального разброса расхождения эксперимента и гомогенного расчета связана с величиной гетерогенно-билинейных поправок к функционалам  $P_1/P235$ . В идеале после введения таких поправок для сборок с разной степенью гетерогенности и одинаковым составом этот разброс должен уменьшаться до уровня погрешности эксперимента. Как видно из таблиц, он действительно заметно уменьшается после введения поправок обоими методами для всех рассматриваемых здесь материалов. Отметим, что для поглотителей оба эти метода с учетом погрешности эксперимента и некоторого различия составов критсборок дают практически одинаковый результат. Что касается графита, то метод Б.Хайнцельмана лучше учитывает гетерогенно-билинейные эффекты, чем метод ИТП, хотя максимальный разброс расхождения эксперимента и расчета и в этом случае в  $\approx 2$  раза превышает погрешность эксперимента.

Особенно полезно введение поправки для интерпретации функционала P238/P235 (см. табл.5). Без поправок имеется согласие гомогенного расчета и гетерогенного эксперимента (А-1) и большое расхождение в практически гомогенном (Б-1). Основные составляющие реактивности  $^{238}\text{U}$  в этих сборках обусловлены захватом нейтронов и делением. Правильность расчета этих составляющих можно проверить, измеряя отклонения средних сечений захвата и деления нейтронов в  $^{238}\text{U}$  и средних сечений деления нейтронов в  $^{235}\text{U}$  (см. табл.6).

Таблица 6

## Приведение расчетов к условиям эксперимента

Сборка	Эксперимент	Расчет гомогенный	Эксперимент-расчет	
			без поправок	поправка по методу ИТП
$\sigma_f^{238} / \sigma_f^{235}$				
БФС-45А-1	0,0319±0,0003	0,0318	+0,0001	+0,0016
БФС-45Б-1	0,0315±0,0003	0,0295	+0,0021	+0,0021
БФС-47-1В	0,0307±0,0003	0,0291	+0,0016	+0,0017
БФС-52-1	0,0317 ± 0,0002	0,0307	+0,0010	+0,0016
Максимальный разброс величины "эксперимент-расчет"			0,0020	0,0005
$\sigma_c^{238} / \sigma_f^{235}$				
БФС-45А-1	0,131±0,002	0,1346	+0,0036	+0,0016
БФС-45Б-1	0,133±0,002	0,1370	+0,0040	+0,0012
Разброс величины "эксперимент-расчет"			0,0004	0,0004

Без введения поправок на гетерогенность имеется большой разброс "эксперимент-расчет" не только для  $P_{238}/P_{235}$ , но и для  $\sigma_f^{238} / \sigma_f^{235}$ .

После введения только гетерогенных поправок эксперименты по отношениям средних сечений деления согласуются, но величина "эксперимент-расчет" для  $P_{238}/P_{235}$  не может быть объяснена расхождением в  $\sigma_f^{238} / \sigma_f^{235}$  и  $\sigma_c^{238} / \sigma_f^{235}$ .

Введение также и билинейных поправок согласует все эти эксперименты. Получившаяся после этого величина "эксперимент-расчет" для  $P_{238}/P_{235}$  ( $\approx 2,5\%$ , табл. 5) практически полностью объясняется неумением рассчитать величину  $\sigma_f^{238} / \sigma_f^{235}$  (погрешность  $\approx 6\%$ , табл. 6).

Из представленного материала видно, что реактивный метод (с учетом вышеописанных поправок, отражающих, по существу, особенности поведения резонансной структуры и пространственного распределения функции ценности в гетерогенных ячейках) является надежным инструментом проверки точности расчета баланса делений и захватов в делящихся элементах. Ранее аналогичный вывод был сделан для случая чистых поглотителей [10].

#### Список литературы

1. Савоськин М.М., Морозова Т.Б., Новиковская Е.И. и др. //Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика и техника ядерных реакторов. 1984. Вып.6(43). С.44.
2. Riche Chr. Programm RHEIN //ZfK 700, 1982.
3. Дулин В.А. //Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1988. Вып.2. С.33.
4. Heinzelmann B. Das Stottwahrscheinlichkeitsprogramm YARAB an der ES 1055 //ZfK 661, 1988.
5. Николаев М.Н., Рязанов Б.Г., Савоськин М.М., Цибуля А.М. Многогрупповое приближение в теории переноса нейтронов. М.: Энергоатомиздат, 1984.
6. Askew J.R. A characteristic formulation of the neutron transport equation in complicated geometries//AEEM-M-1108.1972.
7. Казанский Ю.А., Дулин В.А., Зиновьев В.П. и др. Методы изучения реакторных характеристик на критических сборках БФС. М.: Атомиздат, 1977.
8. Бедняков С.М., Голубев В.И., Дулин В.А. и др. Экспериментальное обоснование методов оценки возмущений критичности быстрых сборок малыми образцами. М.: Атомная энергия, 1988. Т.65.
9. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Николаев М.Н., Цибуля А.М. Групповые константы для расчета реакторов и зевиты. М.: Энергоатомиздат, 1981.
10. Бедняков С.М., Дулин В.А., Мантуров Г.Н., Можаяев В.К. //Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1986. Вып.1. С.62.

Статья поступила в редакцию 4 апреля 1989 г.

ВЛИЯНИЕ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТИ НЕЙТРОННОЙ СИЛОВОЙ ФУНКЦИИ  $^{238}\text{U}$   
НА РАСЧЕТ РЕЗОНАНСНОЙ СТРУКТУРЫ В ОБЛАСТИ НЕРАЗРЕШЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ

В. Н. Кошечев, Г. Н. Мантуров, В. В. Сеница

IMPACT OF  $^{238}\text{U}$  NEUTRON STRENGTH FUNCTION UNCERTAINTIES ON RESONANCE STRUCTURE CALCULATION IN UNRESOLVED REGION. The impact of neutron strength function uncertainties  $^{238}\text{U}$  on values of self shielding factors and its temperature increments for total and capture cross section are examined.

В практических расчетах физических характеристик ядерных реакторов используются блокированные сечения взаимодействия нейтронов с материалами среды. Такие сечения берутся, как правило, из специально приготовленных систем групповых констант [1,2]. На современном уровне подготовка групповых констант базируется на переработке информации о взаимодействии нейтронов с различными нуклидами, содержащейся в файлах оцененных нейтронных данных [3-5]. В качестве информации служат данные: о детальной энергетической зависимости сечений, параметры разрешенных резонансных уровней, средние резонансные параметры в области неразрешенных резонансов и т.п.

Для  $^{238}\text{U}$ , наиболее важного сырьевого материала быстрых реакторов, практический интерес вызывает знание блокированных сечений в области энергий  $\approx 1+100$  кэВ, где наблюдается максимум в спектре нейтронов и где сосредоточено около одной трети полного числа актов захватов в активной зоне быстрого реактора. Эта область энергий для  $^{238}\text{U}$  является областью неразрешенных резонансов. Единственной экспериментальной информацией в этой области являются данные об усредненных по известному спектру сечениях, а также функции пропускания и самоиндикации, измеренные для различных толщин и при разных температурах образцов.

Блокированное сечение  $\sigma_{xg}$  реакции вида  $(n, x)$  в энергетической группе  $g$ , при температуре среды  $\theta$  и разбавлении его другими материалами среды  $\sigma_0$  в расчетах определяется как

$$\sigma_{xg}(\theta, \sigma_0) = \sigma_{xg} \cdot f_{xg}(\theta, \sigma_0),$$

где  $\sigma_{xg}$  - сечение реакции  $(n, x)$  при бесконечном разбавлении (не зависит от температуры среды);

$f_{xg}(\theta, \sigma_0)$  - фактор резонансной самоэкранировки сечения (определяется путем интерполяции по таблицам  $f$ -факторов в зависимости от  $\theta$  и  $\sigma_0$  [1]).

Согласно списку потребностей в ядерных данных [6] к сечениям  $^{238}\text{U}$ , существуют следующие требования по точности в интервале энергий  $\approx 1+100$  кэВ: для  $\sigma_{\text{tot}} \approx 1+2\%$  и для  $\sigma_{\text{cap}} \approx 1+3\%$ . Однако современные оценки [7,8] показывают, что существующие точности по этим сечениям еще далеки от требуемых: для  $\sigma_{\text{tot}} \approx 5\%$  и для  $\sigma_{\text{cap}} \approx 3+5\%$ . Заметим, что величины  $\sigma_{xg}$  определяются в эксперименте, поэтому достижение заявленных точностей связано, главным образом, с развитием и совершенствованием экспериментальной техники и методики измерения. Что касается факторов самоэкранировки сечений  $f_{xg}$ , то они, как правило, в области неразрешенных резонансов определяются с помощью теоретических моделей. При этом привлекаются к расчету средние резонансные параметры: средние нейтронные  $\Gamma_n^1$  и радиационные  $\Gamma_\gamma$  ширины резонансов, средние расстояния между уровнями  $D_1$ , радиус потенциального рассеяния  $R_1$  (для каждого состояния ядра  $^{238}\text{U}$  с орбитальным моментом  $l$ ).

К фактору резонансной самоэкранировки сечения радиационного захвата предъявляют следующие требования по точности [5]: для  $f_{\text{cap}}(300\text{K}, \sigma_0) \approx 2-3\%$  в рабочем диапазоне  $\sigma_0$  для быстрых реакторов ( $10 \text{ барн} < \sigma_0 < 100 \text{ барн}$ ) и для доплеровских приращений факторов самоэкранировки:

$$\Delta^{\text{cap}}(\sigma_0) = f_{\text{cap}}(\theta_1, \sigma_0) - f_{\text{cap}}(\theta_2, \sigma_0) \approx 7\%.$$

Эти требования, в целом, пока еще не удовлетворены [9].

Требования к точности фактора самоэкранировки полного сечения, вытекающие из необходимости корректно описать утечку нейтронов из реактора, не очень высоки:

$$\text{для } f_{\text{tot}}(\sigma_0 > 10 \text{ барн}) \approx 10\% ; \text{ для } \Delta^{\text{tot}}(\sigma_0 > 10 \text{ барн}) \approx 30\%.$$

В предыдущих работах [1,10], посвященных оценке средних сечений и резонансных параметров для  $^{238}\text{U}$ , оценены точности расчета факторов самоэкранировки сечений. В этих работах средние резонансные параметры получены с применением метода максимального правдоподобия на основе экспериментальной информации о средних сечениях. Полученные точности расчета факторов самоэкранировки сечений оказались очень высокими:

$$\text{для } f_{\text{cap}} \approx 1,5\% \text{ и для } f_{\text{tot}} \approx 3,0\%.$$

В настоящей работе сделана попытка оценить точности  $f_x(\theta, \sigma_0)$  и  $\Delta f_x(\theta, \sigma_0)$ , исходя из других соображений - из предположений о существующей неопределенности в значениях средних резонансных параметров.

#### НЕОПРЕДЕЛЕННОСТИ В СРЕДНИХ РЕЗОНАНСНЫХ ПАРАМЕТРАХ

Как уже было отмечено выше, для того, чтобы рассчитать фактор самоэкранировки сечения  $f_{\text{XG}}$ , нужно знать средние резонансные параметры  $\Gamma_n^1$ ,  $\Gamma_\gamma$ ,  $D_1$  и  $R_1$ . Влияние этих параметров на расчет величины  $f_{\text{XG}}$  оказывается неодинаковым. Так в раб. [10,11] показано, что основной вклад в эффект самоэкранировки сечений в интересующей нас области энергий дает самоэкранировка сечений взаимодействия ядра с нейтронами, имеющими орбитальный момент  $l=0$  (s-волна), а именно, неопределенность знания силовой нейтронной функции  $S_n^0 = \Gamma_n^0 / D$ .

Какова же неопределенность знания величины  $S_n^0$ , можно увидеть из рис. 1, где показаны экспериментальные значения силовой нейтронной функции, полученные разными авторами, а также значения, принятые в файлах для  $^{238}\text{U}$  из различных библиотек оцененных нейтронных данных. Видно, что значения величины  $S_n^0$  лежат в интервале от  $0,9 \cdot 10^{-4}$  до  $1,2 \cdot 10^{-4}$ . Стеносительно неопределенности знания других средних резонансных параметров можно отметить следующее:

- экспериментальные значения функции  $S_n^1$  для p-волны меняются от  $1,1 \cdot 10^{-4}$  в раб. [13] до  $2,89 \cdot 10^{-4}$  в раб. [18];
- силовая нейтронная функция  $S_n^2$  для d-волны имеет еще больший разброс значений. Так в библиотеке JENDL-2 принято:  $1,0 \cdot 10^{-4}$ , а в раб. [7] -  $3,0 \cdot 10^{-4}$ ;

- радиус потенциального рассеяния  $R_0$  меняется в пределах от 8,9 ферми, принятому в ENDF/B-5, до 9,44 ферми в раб.[15];
- силовая радиационная функция  $S_\gamma$  известна с большей точностью: от  $(10,3 \pm 0,6) \cdot 10^{-4}$  из раб. [17] до  $11,75 \cdot 10^{-4}$ , принятой в ENDF/B-5.

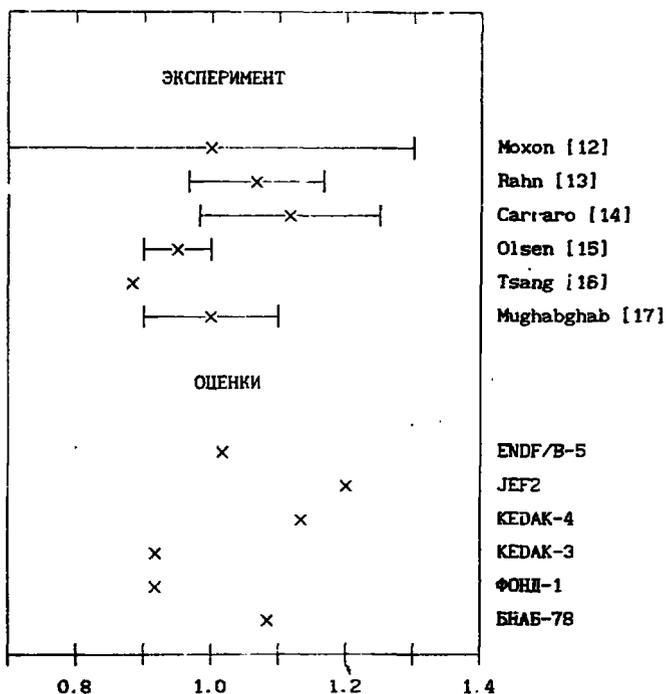


Рис. 1. Разброс в значениях нейтронной силовой функции  $S_n^0$  для  $^{238}\text{U}$

Из приведенных выше примеров видно, что для используемого при расчетах величины  $f_{xg}$  набора средних резонансных параметров наиболее точно известны силовая нейтронная функция  $S_n^0$  и силовая радиационная функция  $S_\gamma$ . Остальные резонансные параметры имеют большой разброс значений, впрочем и требуемая их точность, за исключением быть может радиуса потенциального рассеяния, в рассматриваемой области энергий невысока.

## ВЫЧИСЛЕНИЕ ФАКТОРОВ САМОЭКРАНИРОВКИ СЕЧЕНИЙ

Исходя из предпосылки о максимальном влиянии на эффект резонансной самоэкранировки неопределенности в силовой нейтронной функции, в качестве первого шага были определены четыре варианта значений  $S_n^0 = 0,9; 1,0; 1,1$  и  $1,2 \cdot 10^{-4}$ , как наиболее вероятных, и два маловероятных ("экзотичных") варианта со значениями  $S_n^0 = 0,8$  и  $1,5 \cdot 10^{-4}$ . Затем, по программе EVPAR [19] подбирались остальные средние резонансные параметры, используемые при расчетах эффекта резонансной самоэкранировки сечений так, чтобы вычисленные по ним полное сечение  $\sigma_{tot}$ , сечение радиационного захвата  $\sigma_{cap}$  восстанавливались в пределах существующих погрешностей этих величин. Полученные таким образом наборы средних резонансных параметров указаны в таблице. Далее по каждому набору параметров рассчитывались:

- факторы самоэкранировки полного сечения  $f_{tot}(\theta, \sigma_0)$  и сечения радиационного захвата  $f_{cap}(\theta, \sigma_0)$  для  $\theta = 300K$  и для диапазона значений сечения разбавления от  $\sigma_0 = 0$  барн (когда эффект резонансной самоэкранировки имеет максимальную величину) до  $\sigma_0 = 10^5$  барн (когда резонансная структура сечения полностью "замазана" структурой сечений других нуклидов среды);

- соответствующие температурные приращения факторов самоэкранировки сечения реакции  $\{n, x\}$ :

$$\Delta_1^x(\sigma_0) = f_x(900K, \sigma_0) - f_x(300K, \sigma_0),$$

$$\Delta_2^x(\sigma_0) = f_x(2100K, \sigma_0) - f_x(900K, \sigma_0),$$

Расчеты проводились по ППП ГРУКОН [20].

Наборы средних резонансных параметров  $^{238}\text{U}$

$n/p$	l	$S_n^l, 10^{-4}$	$S_\gamma^l, 10^{-4}$	$R_l, \text{fermi}$
1	0	0,80	14,80	9,69
	1	1,65	8,76	4,59
	2	1,46	11,40	9,24
2	0	0,90	13,30	9,53
	1	1,82	8,55	5,00
	2	1,77	11,30	9,24
3	0	1,00	12,10	9,38
	1	2,00	8,34	5,40
	2	2,11	11,30	9,24
4	0	1,10	11,10	9,22
	1	2,18	8,17	5,74
	2	2,41	11,40	9,24
5	0	1,20	10,20	9,06
	1	2,37	8,00	6,09
	2	2,73	11,50	9,24
6	0	1,50	7,42	8,48
	1	3,16	7,79	5,82
	2	3,35	12,80	9,24

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис.2 показаны энергетические зависимости полного сечения  $\sigma_{\text{tot}}$ , сечения радиационного захвата  $\sigma_{\text{cap}}$  и их соответствующие относительные значения (в качестве базового взят вариант с  $S_n^0=1,1 \cdot 10^{-4}$ ), полученные по разным наборам средних резонансных параметров. Видно, что сечение радиационного захвата хорошо восстанавливается по всем наборам параметров, различия не превышают  $\approx 3\%$ . Полное сечение, в зависимости от набора средних параметров, различаясь сильнее, чем для  $\sigma_{\text{cap}}$ , не выходит за пределы экспериментальной точности ( $\approx 4\%$ ).

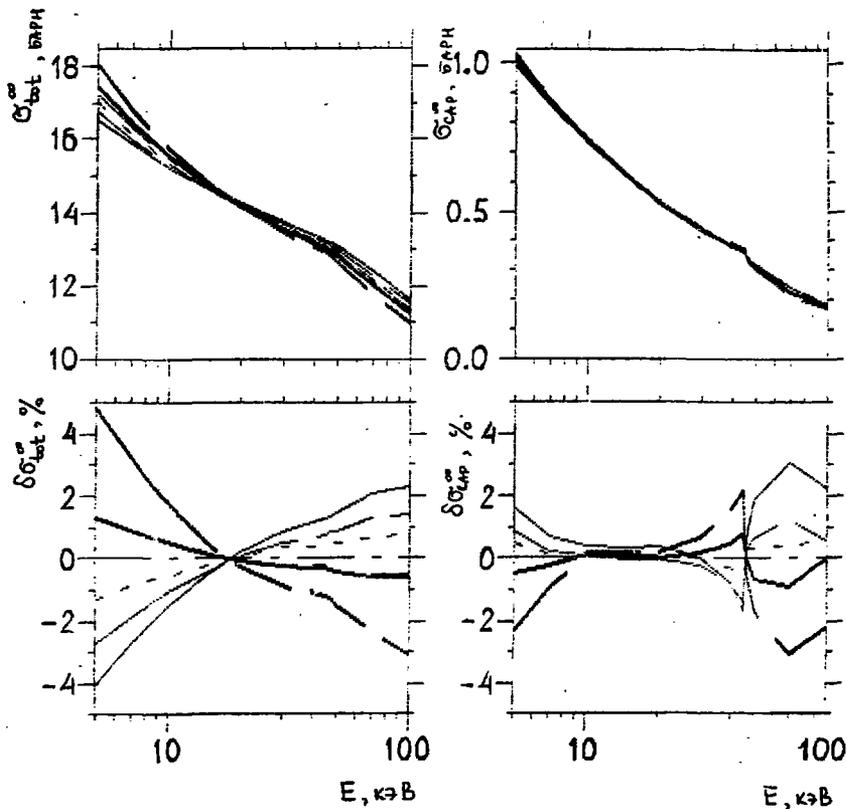


Рис. 2. Полное сечение и сечение радиационного захвата  $^{238}\text{U}$

для разных значений нейтронной силовой функции:

- |       |                             |       |                             |
|-------|-----------------------------|-------|-----------------------------|
| —     | $S_n^0 = 0.8 \cdot 10^{-4}$ | —     | $S_n^0 = 0.9 \cdot 10^{-4}$ |
| - - - | $S_n^0 = 1.0 \cdot 10^{-4}$ | - - - | $S_n^0 = 1.1 \cdot 10^{-4}$ |
| ====  | $S_n^0 = 1.2 \cdot 10^{-4}$ | ====  | $S_n^0 = 1.5 \cdot 10^{-4}$ |

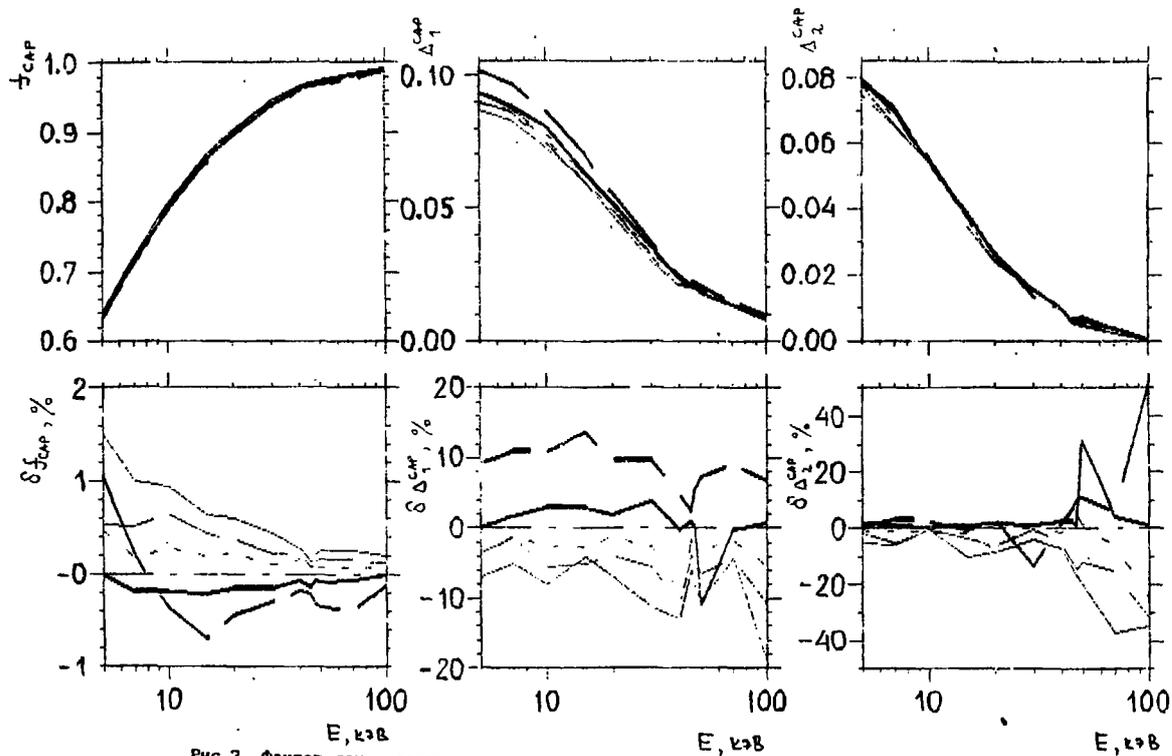


Рис. 3. Фактор самоэкранировки сечения радиационного захвата и соответствующие доплеровские приращения при  $\sigma_0=0$  барн: ————  $S_n^0=0.8 \cdot 10^{-4}$ ; - - - -  $S_n^0=0.9 \cdot 10^{-4}$ ; - - - -  $S_n^0=1.0 \cdot 10^{-4}$ ; - - - -  $S_n^0=1.1 \cdot 10^{-4}$ ; - - - -  $S_n^0=1.2 \cdot 10^{-4}$ ; - - - -  $S_n^0=1.5 \cdot 10^{-4}$

Нечто аналогичное наблюдается и для факторов самоэкранировки сечений. Так величина  $f_{\text{сар}}$  хорошо восстанавливается по любому набору параметров, максимальный разброс несколько превышает  $\approx 1\%$  для варианта с  $S_D^0 = 0,8 \cdot 10^{-4}$  (см. рис. 3, где изображены энергетические зависимости абсолютных и относительных значений  $f_{\text{сар}}(300\text{K}, 0)$  и соответствующих величин  $\Delta^{\text{сар}}(0)$ . Допплеровские приращения фактора самоэкранировки сечения радиационного захвата хорошо восстанавливаются в начале энергетической области. Здесь максимальный разброс составляет  $\approx 10\%$ . Расхождения возрастают для высоких энергий, где сами абсолютные значения приращений уже становятся малыми по величине. В этой области энергий значения факторов самоэкранировки сечений стремятся к единице, и доплеровские приращения (как разность двух близких величин) оказываются очень чувствительными к вычислительной точности величин  $f_{\text{сг}}(\theta, \sigma_0)$ , которая составляет 2+3 знака после запятой.

С увеличением сечения разбавления  $\sigma_0$  разброс восстановленных значений  $f_{\text{сар}}(\theta, \sigma_0)$  по разным наборам резонансных параметров уменьшается. Так при  $\sigma_0 \approx 100$  барн расхождения в  $f_{\text{сар}}(300\text{K}, 10)$  уже составляют  $\approx 1\%$ , а в  $\Delta^{\text{сар}} \approx 3\%$ .

Что касается расчета фактора самоэкранировки полного сечения, то его величина сильно зависит от используемого набора резонансных параметров (см. рис. 4). Отклонения в  $f_{\text{tot}}$  для  $\sigma_0 = 0$  барн составляют до 30% в начале рассматриваемой энергетической области и  $\approx 5\%$  в верхней части. С увеличением сечения разбавления  $\sigma_0$  расхождения уменьшаются; для  $\sigma_0 = 10$  барн они составляют  $\approx 15\%$ , а для  $\sigma_0 = 100$  барн -  $\approx 10\%$ . Из рис. 4 видно, что и доплеровские приращения при  $\sigma_0 = 10$  барн сильно различаются в зависимости от используемого набора резонансных параметров. Эти расхождения в относительных величинах незначительно меняются по мере возрастания сечения разбавления  $\sigma_0$ .

Наблюдаемую картину такого разного описания эффекта резонансной самоэкранировки полного сечения и сечения радиационного захвата можно объяснить различной природой описываемых процессов. Процесс радиационного захвата описывается, главным образом, параметрами р-волны, а полное взаимодействие - параметрами в-волны. Но как уже отмечалось выше, вклад р-волны в

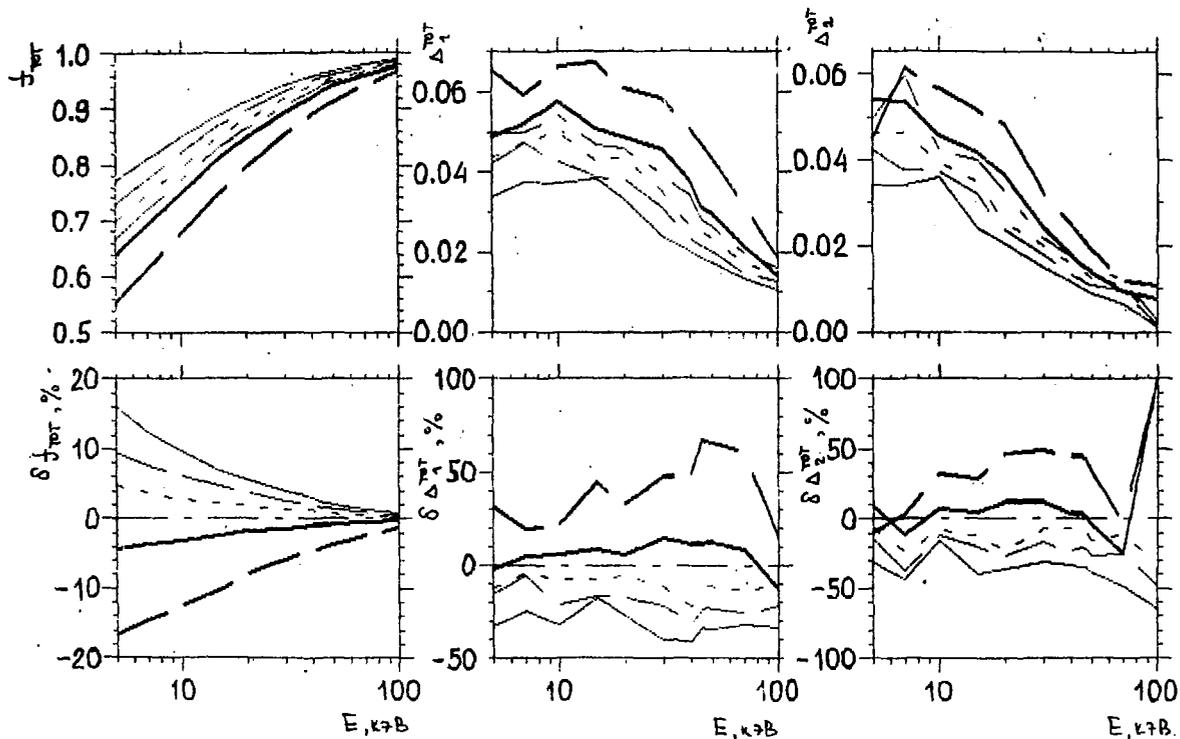


Рис. 4. Фактор самоэкранировки полного сечения и соответствующие доплеровские приращения при  $\sigma_n^0=10$  барн: ————  $\sigma_n^0=0.8 \cdot 10^{-4}$ ; - - - -  $\sigma_n^0=0.9 \cdot 10^{-4}$ ; - - - -  $\sigma_n^0=1.0 \cdot 10^{-4}$ ; - - - -  $\sigma_n^0=1.1 \cdot 10^{-4}$ ; ————  $\sigma_n^0=1.2 \cdot 10^{-4}$ ; ————  $\sigma_n^0=1.5 \cdot 10^{-4}$

эффект самоэкранировки сечений много меньше, чем s-волны. Кроме того, в расчет эффекта самоэкранировки сечения радиационного захвата непосредственно включается дополнительный параметр  $S_{\gamma}$  [10], в то время как коэффициент чувствительности для  $f_{tot}$  к изменению параметра  $S_{\gamma}$  равен нулю.

В вышеизложенных рассуждениях были использованы результаты расчетов по всем наборам резонансных параметров, в том числе и с "экзотическими" значениями  $S_n^0 = 0,8 \cdot 10^{-4}$  и  $1,5 \cdot 10^{-4}$ . Если отбросить эти два варианта, то наблюдаемые расхождения будут много меньше.

Таким образом, можно сделать вывод о том, что существующие неопределенности силовой нейтронной функции  $S_n^0$  оказывают слабое влияние на расчет фактора самоэкранировки сечения радиационного захвата  $f_{cap}(\theta, \sigma_0)$ ; значение фактора самоэкранировки полного сечения  $f_{tot}(\theta, \sigma_0)$  зависит от величины  $S_n^0$ , но потребности в точности его знания удовлетворены при имеющейся неопределенности  $S_n^0$ .

Какова же надежность оценки сечений и средних резонансных параметров в области энергий неразрешенных резонансов? Что касается сечения радиационного захвата, то наблюдаемая в последнее время тенденция к понижению его [21,22] указывает на то, что по-видимому, в ранних экспериментах по измерению сечения радиационного захвата имеются систематические ошибки. Одной из таких ошибок является некорректный учет многократного рассеяния нейтронов в образце [23].

Полное сечение определяется путем экстраполяции наблюдаемого сечения

$$\sigma_{набл}(n) = -\ln(T_n)/n$$

( $n$  - толщина образца,  $T_n$  - величина пропускания)

к нулевой толщине образца. О сложности такой процедуры можно судить по рис. 5, где для энергии  $E \approx 7$  кэВ представлены экспериментальные значения и расчетные кривые  $\sigma_{набл}(n)$ . Поскольку значения силовой нейтронной функции  $S_n^0$  определяются из начального участка кривой  $\sigma_{набл}(n)$ , то существующая неопределенность экспериментальных данных на этом участке не позволяет уточнить значение  $S_n^0$ . Поэтому, если мы хотим уточнить значение  $\sigma$  силовой нейтронной функции, необходимо иметь надежные экспериментальные данные о функции пропускания при  $n \rightarrow 0$  и привлекать их непосредственно в анализ (а не экстраполированные значения сечения).

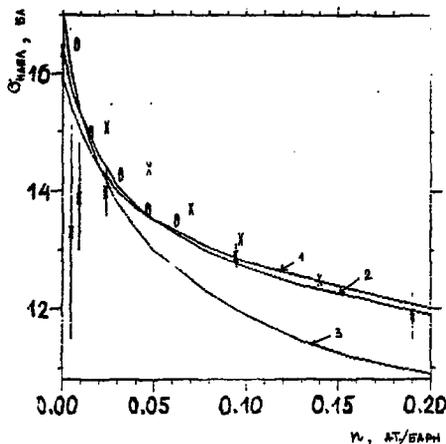


Рис. 5. Зависимость  $\sigma_{\text{набл.д}}$  от толщины образца:  
 1 - расчет с  $S_{\text{п}}^0 = 0.93 \cdot 10^{-4}$ ; 2 - расчет с  $S_{\text{п}}^0 = 1.1 \cdot 10^{-4}$ ;  
 3 - расчет с  $S_{\text{п}}^0 = 1.5 \cdot 10^{-4}$ ;  $\circ$  - раб. [24]; \* - раб. [25];  
 x - раб. [26]

#### Список литературы

1. Абагян Л. П., Базазянц Н. О., Николаев М. Н., Цибуля А. М. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. М.: Энергоиздат, 1981.
2. Takano H. et al. JAERI Fast Reactor Group Constants Set, ver. 2. JAERI-1255. 1978.
3. ENDF/B Summary Documentation/ Comp. by Kinsey, BNL-17541 (ENDF-201). 3-rd Ed. 1979.
4. Блохин А. И. и др. // Мат. 1-й Межд. конф. по нейтр. физике. Киев 14-18 сент. 1987 г. / 1988. Т.1. С.45.
5. Japanese Evaluated Nuclear Data Library. ver.1, JENDL-1, JAERI-1261, 1979.
6. World Request List for Nuclear Data-87/88/ Ed. by Wang Danei, INDC(SEC)-095/USF, 1988.
7. Мантуров Г. Н., Лунев В. П., Горбачева Л. В. // Мат. 6-й Всесоюз. конф. по нейтр. физике, Киев 2-6 окт. 1983 г. / 1984. Т.2. С.231.
8. Sowerby M.G., Bee N.J. // Proc. of the IAEA Cons. Meet. on U and Pu Isotope Resonance Parameters. Vienna, 28 sep.-2 oct. / 1981. P.136.

9. Кошеев В. Н., Шибуля А. М. //Мат. 1-й Межд. конф. по нейтр. физике, Киев, 14-18 сент. 1987 г./1988. Т.1. С.423.
10. Кошеев В. Н., Мантуров Г. Н., Николаев М. Н., Снинаца В. В. // Мат. 6-й Всесоюз. конф. по нейтр. физике, Киев, 2-6 окт. 1983 г./1984. Т.1. С.103.
11. Абагян Л. П. и др. Ядерные константы. М.: ИИИАтоминформ, 1972. Вып. В(1). С.154.
12. Мохон М. С. М. // Sc. Thesis. 1968.
13. Rahn F. et al. //Phys. Rev. C6. 1972, P.1854.
14. Carraro G., Kolar W. CONF 710331 1971. P.70.
15. Olsen K.D. et al. //Nucl. Sci. and Eng. 1977. V.62. P.479.
16. Tsang F. Y., Brugger R.M. //Nucl. Sci. and Eng. 1979. V.72. P.34.
17. Mughabghab S.F., Divedevan M., Holden N.E. Neutron Cross Section. V.1. Neutron resonance parameters and thermal cross section. Part A. Academic Press. 1981.
18. Haouat G. et al. //Report CEA-N-2197. 1981.
19. Мантуров Г. Н., Николаев М. Н. //Мат. 1-й Межд. конф. по нейтр. физике. Киев, 14-18 сент. 1987 г./1988. Т.1. С.440.
20. Снинаца В. В., Ринейский А. А. Там же, т.1. с.439.
21. Адамчук Ю. В. и др., Там же, т.2, с.242.
22. Казаков Л. Е. и др. //Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1986. Вып.3. С.37.
23. Андросенко А. А. и др. //Мат. 1-й Межд. конф. по нейтр. физике, Киев, 14-18 сент.1987 г./1988 Т.2. С.343.
24. Youn T. Y., Block R. C., Semler T. //Proc. Nat. Top. Meet. on New Dev. in Reactor Phys. Shielding, Kiamesha Lake New York, Sep.12-15 1972/(USAEC). P.115.
25. Божовко М. В. и др. //Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1986. Вып.3. С.11.
26. Филиппов В. В. //Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1985. Вып.4. С.33.

Статья поступила в редакцию 13 января 1989 г.

---

## НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

---

УДК 539.172.4

### СОГЛАСОВАННОЕ ОПИСАНИЕ ПЛОТНОСТИ УРОВНЕЙ И ВЕРОЯТНОСТИ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР\*

А. В. Игнатюк

CONSISTENT DESCRIPTION OF LEVEL DENSITY AND NUCLEAR FISSION PROBABILITY. Consideration is given to the main representations of the current theoretical description of excited nuclei level density. An essential role of consistent consideration of shell and collective effect is demonstrated in the analysis and systematics of experimental data: neutron resonance density, evaporative spectrum of particles, energy dependence of nuclear fissilities, neutrons, light and heavy charged particles.

#### ВВЕДЕНИЕ

Для описания многих явлений, связанных с образованием и распадом составного ядра, в настоящее время широко привлекается статистический подход. В его рамках анализируются процессы, наблюдаемые характеристики которых определяются усредненным вкладом многих состояний возбужденного ядра. В результате усреднения индивидуальные особенности состояний в значительной

---

\* Доклад, представленный на конференции "50 лет исследованиям деления ядер", Зап. Берлин, 2-7 апр. 1989 г.

степени выпадают из рассмотрения, и в статистические характеристики входят только наиболее общие свойства исследуемой группы состояний.

Важнейшей характеристикой статистических расчетов является плотность уровней возбужденных ядер. Для ее вычисления во многих работах используются хорошо известные соотношения модели ферми-газа [1]. Эти соотношения достаточно просты и содержат только три параметра: параметр плотности уровней  $a = \pi^2 g/6$ , пропорциональный плотности одночастичных  $g$  состояний на поверхности Ферми, среднеквадратичное значение проекции углового момента этих состояний  $\langle m^2 \rangle$  и поправку  $\delta$  на четно-нечетные различия плотности уровней. Величину  $\langle m^2 \rangle$  выбирают, как правило, на основе квазиклассической оценки момента инерции возбужденных ядер  $\langle m^2 \rangle = 0,24 A^{2/3}$ , поправку отождествляют с аналогичной поправкой формулы масс, и в этом случае энергетическая зависимость плотности уровней целиком определяется параметром  $a$ . Наиболее прямую информацию плотности уровней возбужденных ядер дает анализ нейтронных резонансов. Однако, эта информация относится лишь к узкому диапазону энергий возбуждения, поэтому очень важно согласовать данные резонансной области с менее прямой, но существенно более многочисленной информацией о статистических свойствах ядер, извлекаемой из анализа испарительных спектров и функций возбуждения различных реакций, в частности, сечений деления ядер.

#### АНАЛИЗ ПЛОТНОСТИ УРОВНЕЙ

Полученная в результате анализа нейтронных резонансов величина отношения параметра плотности уровней  $a$  к массовому числу  $A$  показана на рис.1. В нижней части этого рисунка показаны экспериментальные значения величины оболочечной поправки  $\delta E_0$  формулы масс. Глубокие провалы отношения  $a/A$  в области магических ядер и отчетливая корреляция этого отношения с величиной оболочечной поправки указывают на существенную роль оболочечных эффектов в поведении статистических характеристик возбужденных ядер.

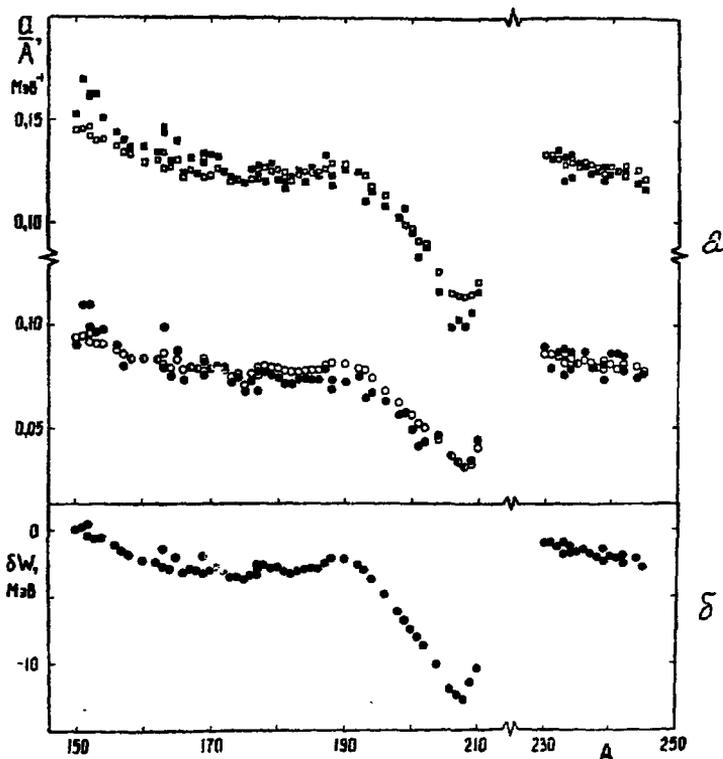


Рис. 1. Отношение параметра плотности уровней к массовому числу (вверху) и оболочечная поправка  $\delta E_0$  к энергиям связи ядер (внизу):

а - результаты анализа плотности нейтронных резонансов в модели ферми - газа; б - то же на основе сверхтекучей модели ядра с учетом коллективных эффектов. Черные значки - экспериментальные данные, светлые - феноменологическая систематика данных на основе соотношения (1)

Корреляция параметра плотности уровней  $\alpha$  с оболочечной поправкой к формуле масс или с кратностью вырождения ближайших к энергии Ферми подоболочек часто используется для построения полуэмпирических зависимостей параметра  $\alpha$  от нуклонного состава [2-5]. Такой подход позволяет получить достаточно простую и удобную систематику поведения плотности уровней ядер при энергиях возбуждения, близких к энергии связи нейтрона. Однако, использование результатов такой систематики для широкого диапазона энергий возбуждения требует определенной осторожности.

Соотношение традиционной модели ферми-газа не учитывает целый ряд весьма важных свойств ядер, обусловленных, с одной стороны, существованием значительных оболочечных неоднородностей в спектре одночастичных уровней и, с другой стороны, достаточно сильным влиянием на статистические характеристики ядер корреляционных эффектов сверхпроводящего типа и когерентных эффектов коллективной природы.

Оболочечные эффекты можно учесть достаточно строго, если расчеты статистических характеристик ядер проводить на основе реалистических схем одночастичных уровней оболочечного потенциала [6]. Результаты таких расчетов, с одной стороны, подтверждают сильную корреляцию при низких энергиях возбуждения параметра плотности уровней  $a$  с величиной оболочечной поправки к энергии связи ядер, но с другой стороны, демонстрируют существенные энергетические изменения параметра  $a$  с ростом энергии возбуждения, направленные на исчезновение оболочечных эффектов при энергиях возбуждения  $\approx 50+100$  МэВ [6]. На рис. 2 представлен типичный пример изменений параметра  $a$  в зависимости от деформаций оболочечного потенциала, углового момента и температуры возбужденного ядра.

Оболочечные изменения параметра плотности уровней можно учесть с помощью простого феноменологического соотношения:

$$a(U, A) = \begin{cases} \tilde{a}(A) \left\{ 1 + \delta E_0(A) \frac{f(U - E_{\text{конд}})}{U - E_{\text{конд}}} \right\} & \text{для } U \geq U_{\text{кр}} \\ a(U_{\text{кр}}, A) & \text{для } U < U_{\text{кр}} \end{cases} \quad (1)$$

где  $\delta E_0$  - оболочечная поправка к энергии связи ядер и  $f(U) = 1 - \exp(-\lambda U)$  - безразмерная функция, определяющая энергетические изменения параметра  $a$ . Величина  $U_{\text{кр}} = 1,47 a t_{\text{кр}}^2$  характеризует критическую энергию фазового перехода из сверхпроводящего состояния в нормальное, и критическая температура  $t_{\text{кр}}$  связана с корреляционной функцией  $\Delta_0$  холодного ядра соотношением

$$t_{\text{кр}} = 0,567 \Delta_0. \quad (2)$$

Выше критической энергии для описания плотности уровней  $\rho(U, J)$  можно использовать соотношения модели ферми-газа, тогда как при  $U < U_{\text{кр}}$  необходимо переходить к более сложным соотношениям сверхтекучей модели ядра [6].

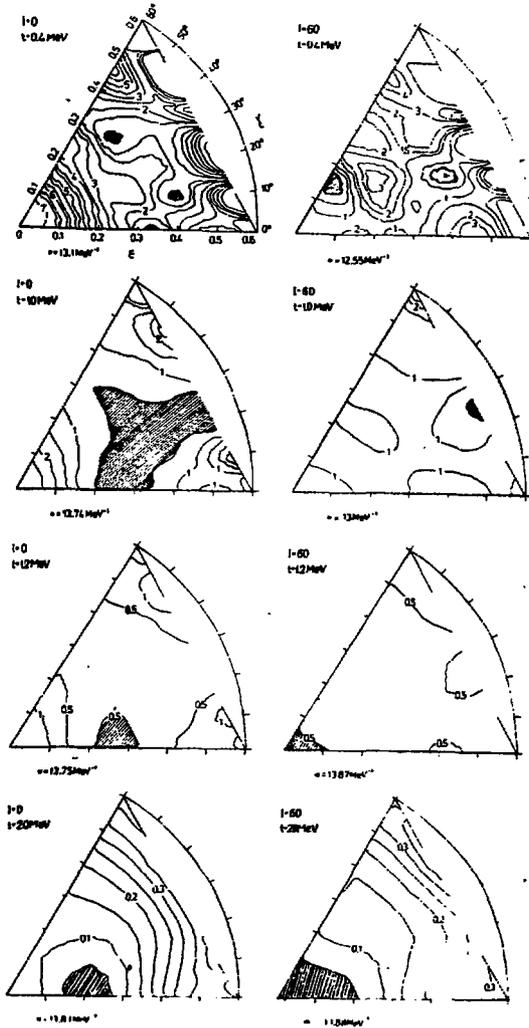


Рис. 2. Карты эквипотенциальных поверхностей параметра  $a(E, \gamma)$  при различных значениях температуры и углового момента.

Точки на картах, окруженные заштрихованной областью, соответствуют минимальному значению параметра, указанному под каждой из карт. Цифры на эквипотенциальных линиях определяют изменения параметра  $a$ .

При высоких энергиях ( $U \geq 50$  МэВ) влияние оболочечных неоднородностей одночастичного спектра становится пренебрежимым, а асимптотические значения параметра зависят лишь от массового числа и деформации

$$\tilde{a} = \alpha A + \beta A^{2/3} R_S, \quad (3)$$

где  $R_S$  - поверхность ядра в единицах равновеликой сферы. Корректное определение объемной и поверхностной компонент параметра  $\tilde{a}$  является весьма важным для анализа делительного канала распада высоковозбужденных ядер. Теоретические оценки коэффициентов  $\alpha$  и  $\beta$  для различных одночастичных потенциалов представлены в таблице. Значительное отличие деформаций ядра в равновесном состоянии и в переходной конфигурации, определяющей делительный канал распада, должно проявляться в систематическом отклонении отношения  $\tilde{a}_f/\tilde{a}_n$  от единицы. Для седловых конфигураций доактинидных ядер  $R_S \sqrt[3]{2}$  и отношение  $\tilde{a}_f/\tilde{a}_n$ , соответствующее такому увеличению поверхности ядра, приведено в последнем столбце таблицы. Обращают на себя внимание достаточно большие отличия коэффициентов  $\alpha$  и  $\beta$ , а также отношений  $\tilde{a}_f/\tilde{a}_n$  для различных форм потенциалов среднего поля. Эти отличия являются одной из главных причин существенных количественных расхождений плотности уровней и других статистических характеристик ядер, вычисленных на основе одночастичных спектров соответствующих потенциалов.

Коэффициенты зависимости асимптотического параметра плотности уровней от массового числа для различных потенциалов

Одночастичный потенциал	$\alpha$	$\beta$	$\tilde{a}_f/\tilde{a}_n$
Осциллятор [8]	0,105	-0,914	0,95
Прямоугольная яма [7]	0,073	-0,056	0,96
Потенциал Вудса-Саксона [6]	0,073	0,095	1,04
Самосогласованный потенциал для сил Скирмы [9]	0,055	0,063	1,04
Квазиклассическая оценка диффузного края [10]	0,069	0,215	1,10
Анализ нейтронных резонансов [11]	0,073	0,115	1,05

Из анализа многочисленной спектроскопической информации о структуре низколежащих состояний ядер хорошо известно, что в формировании многих свойств ядер значительную роль играют коллективные возбуждения. Уже давно обращалось внимание на существенное отличие методов расчета плотности уровней в модели невзаимодействующих квазичастиц от феноменологических методов построения уровней в обобщенной модели ядра [3, 12]. В обобщенной модели коллективные движения адиабатически отделяются от одночастичных, и если такое же разделение коллективных и одночастичных степеней свободы использовать при построении высоковозбужденных состояний, то соотношения для плотности уровней возбужденных ядер следовало бы писать в виде:

$$p(U, J) = p_{in}(U, J) k_{\text{вибр}}(U) k_{\text{рот}}(U), \quad (4)$$

где  $k_{\text{вибр}}$  и  $k_{\text{рот}}$  - коэффициенты увеличения плотности уровней за счет ротационных и вибрационных мод, а  $p_{in}$  - плотность квазичастичных (неколлективизированных) возбуждений ядра. В адиабатическом приближении

$$k_{\text{вибр}} = \prod_i \left[ 1 - \exp(-w_i/t) \right]^{-(2\lambda_i + 1)} \quad (5)$$

$$k_{\text{рот}} = \begin{cases} 1 & \text{- для вращения вокруг оси симметрии,} \\ F_{\perp} t & \text{- для вращения вокруг перпендикулярной} \\ & \text{- от зеркально-симметричного ядра,} \\ (8\pi F_x F_y F_z)^{1/2} t^{3/2} & \text{- для трехмерного вращения неаксиального} \\ & \text{ядра.} \end{cases} \quad (6)$$

Здесь  $w_i$  и  $\lambda_i$  - энергия и мультипольность вибрационных мод,  
 $F_i$  - момент инерции ядра относительно соответствующей оси.

Соотношения, необходимые для вычисления плотности уровней при учете коллективных и сверхтекучих эффектов, детально обсуждались в работах [6, 11]. Они, конечно, оказываются более громоздкими, чем простые соотношения модели ферми-газа. Но такое усложнение модели является неизбежным, если мы хотим достичь единообразного и взаимосогласованного описания плотности уровней и других статистических характеристик ядер в широком диапазоне энергий возбуждения. Число параметров, характеризующих возбужденное ядро в

обобщенной сверхтекучей модели, остается практически тем же, что и при феноменологическом описании плотности уровней в модели ферми-газа, поэтому это описание можно успешно использовать для анализа широкого круга экспериментальных данных.

Систематика данных по плотности нейтронных резонансов с учетом коллективных эффектов рассматривалась в работе [11]. Для области ядер  $A \geq 150$ , где ротационное увеличение плотности уровней проявляется наиболее сильно, величина параметра  $a(B_n)$ , найденная из экспериментальных данных, показана на рис. 1 вместе с результатами аналогичного анализа, выполненного в рамках модели ферми-газа. При анализе принимались значения корреляционной функции  $A_0 = 12,5 A^{-1/2}$  МэВ, и найденные методом наименьших квадратов коэффициенты  $\alpha$  и  $\beta$  приведены в последней строке таблице.

На первый взгляд может показаться, что обе представленные на рис. 1 систематики резонансных параметров равноправны, так как они дают примерно одинаковое описание плотности уровней при энергиях возбуждения, близких к энергии связи нейтрона. Однако эти описания достигнуты при различных абсолютных значениях параметра плотности уровней, так как учет коллективных эффектов заметно уменьшает величину  $a_{\text{эксп}}$ . Полученные при этом значения  $a_{\text{эксп}}$  хорошо согласуются с экспериментальными данными, извлекаемыми из анализа спектров нейтронов деления и спектров неупругого рассеяния нейтронов с начальной энергией до 7 МэВ [6]. Это согласие данных представляется очень важным, так как испарительные спектры чувствительны именно к величине параметра плотности уровней, а не к абсолютному значению плотности уровней, и в рамках модели ферми-газа невозможно объяснить расхождение параметров  $a$ , извлекаемых из резонансных данных и испарительных спектров.

Следует отметить, что асимптотические значения параметра плотности уровней, полученные в анализе [11], также хорошо согласуются с результатами теоретических расчетов параметров  $\alpha$  и  $\beta$  потенциала Вудса-Саксона (табл. 1). Естественно, что ферми-газовая систематика плотности нейтронных резонансов не дает этого согласия.

Адиабатическая оценка коллективных эффектов оставляет неясными целый ряд важных вопросов об отличии коллективного движения ядер при различных энергиях возбуждения, о смешивании коллективных мод с одночастичными и т.п. Для решения этих вопросов необходимо развитие более строгих микроскопических методов выделения коллективных возбуждений на фоне некогерентных многочастичных возбуждений ядра.

Микроскопический подход к рассмотрению высоковозбужденных состояний ядер, непосредственно опирающийся на методы описания структуры основных и низколежащих состояний ядер, развивался в работах [15]. В комбинаторной версии этого подхода [14] высоколежащие состояния четно-четных ядер представлялись как всевозможные многофононные возбуждения, каждое из которых дополнялось в адиабатическом приближении соответствующей ротационной полосой. В нечетных ядрах учитывалось также взаимодействие фононов с неспаренной квазичастицей. На основе такой модели для широкого круга сферических и деформированных ядер было достигнуто хорошее описание экспериментальных данных по плотности нейтронных резонансов.

Распространению такого подхода на область более высоких энергий возбуждения препятствуют значительные трудности вычислительного характера, связанные с комбинаторным рассмотрением многофононных конфигураций и с учетом ограничений, накладываемых на многофононные возбуждения принципом Паули. Эти трудности удается в значительной мере избежать при термодинамической формулировке микроскопического подхода [15]. Высоковозбужденные состояния рассматриваются в этом случае как многоквазичастичные возбуждения со строгим учетом принципа Паули, и коллективные когерентные возбуждения, обусловленные эффективным взаимодействием квазичастиц, строятся с учетом температурной заселенности квазичастичных состояний. Результирующий спектр фононных возбуждений существенно зависит от температуры, непосредственно связанной с энергией возбуждения ядра, и коэффициент вибрационного увеличения плотности уровней определяется соотношением:

$$k_{\text{вибр}} = \prod_i \left[ \frac{1 - \exp(-\frac{\omega_i^0}{\tilde{\omega}_i} / t)}{1 - \exp(-\omega_i / t)} \right]^{-(2\lambda_i + 1)} \quad (7)$$

где  $\omega_i$  - энергии вибрационных возбуждений в нагретом ядре и  $\frac{\omega_i^0}{\tilde{\omega}_i}$  - соответствующие данному типу вибрационных мод квазичастичные возбуждения.

Спектр  $\omega_i$  и  $\frac{\omega_i^0}{\tilde{\omega}_i}$  определяется корнями и полюсами соответствующих секулярных уравнений [14]. Появление полюсов в соотношении (7) отражает неадиабатический характер рассматриваемых коллективных эффектов. При малом отличии  $\omega_i$  от  $\frac{\omega_i^0}{\tilde{\omega}_i}$  отношение сомножителей в (7) стремится к единице, поэтому основной вклад в коэффициент  $k_{\text{вибр}}$  будут давать только когерентные возбуждения, сильно смещенные по отношению к квазичастичным.

Важно отметить, что в рамках микроскопического подхода ветвь ротационных возбуждений генерируется теми же эффективными силами, что и вибрационные моды соответствующей симметрии [16]. Анализируя соответствующие секулярные уравнения, можно показать, что спектр таких вибрационных возбуждений после выдления ротационной ветви возбуждений оказывается сдвинутым в сторону более высоких энергий по отношению к спектру полюсов секулярного уравнения. Но такое расположение корней и полюсов соответствует значению коэффициента  $k_{\text{вибр}} < 1$ . Таким образом, с ростом увеличения плотности уровней всегда связана ветвь вибрационных возбуждений с  $k_{\text{вибр}} < 1$ , и результирующий коэффициент  $k_{\text{рот}}$  будет более низким, чем его оценка в адиабатическом приближении [6].

В широком диапазоне энергий возбуждения отличия ротационного увеличения плотности уровней от адиабатической оценки (6) анализировались на основе упрощенной микроскопической модели частиц, движущихся в осцилляторном среднем поле, и взаимодействующих посредством эффективных квадруполь-квадрупольных сил [17]. Было показано, что ротационное увеличение плотности уровней можно представить в виде произведения адиабатических значений коэффициентов (6) и функции "затухания" ротационных эффектов

$$q_{\text{рот}}^i(U) = 1 - \left[ 1 - k_{\text{рот}}^{\text{адиаб}} \right] \left[ 1 + \exp \left\{ \frac{U - U_i}{d_i} \right\} \right]. \quad (8)$$

Величины  $U_1$  и  $d_1$  примерно квадратично зависят от деформации среднего поля, и равновесным деформациям тяжелых ядер соответствуют значения  $U_s \approx 25+30$  МэВ и  $d_s \approx 2+4$  МэВ. Функцию (8) можно также использовать для описания перехода от трехосного вращения неаксиальных ядер к одноосному вращению, и в этом случае энергии  $U_{as}$  и  $d_{as}$  оказываются примерно в 3-5 раз меньшими, чем  $U_s$  и  $d_s$  [17].

Результаты микроскопических расчетов вибрационных возбуждений нагретых ядер демонстрируют, что вибрационное увеличение плотности уровней также затухает с ростом энергии возбуждения [18]. В работах [19] рассматривались возможные феноменологические методы учета таких эффектов при систематиках плотности нейтронных резонансов и других экспериментальных данных о плотности уровней ядер. Качественно затухание вибрационного увеличения плотности уровней можно параметризовать аналогично затуханию ротационного (8), но неясными остаются вопросы параметризации величин  $U_{\text{вибр}}$  и  $d_{\text{вибр}}$ . В решении этого вопроса критическим становится анализ ядер переходной области, имеющих большие значения параметров динамической деформации и низкие энергии вибрационных возбуждений. В таких ядрах адиабатическая оценка коэффициента  $k_{\text{вибр}}$  оказывается

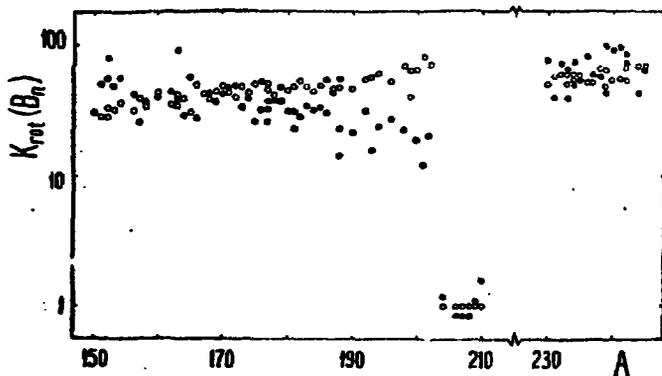


Рис. 3. Коэффициенты коллективного увеличения плотности уровней при энергиях связи нейтрона: светлые значки - адиабатическая оценка, темные - экспериментальные значения, соответствующие асимптотическим значениям параметра  $\alpha$  (2)

весьма близкой к величине коэффициента ротационного увеличения плотности уровней близлежащих деформированных ядер (рис.3). Это лишний раз подчеркивает необходимость совместного анализа затухания вибрационных и ротационных возбуждений в нагретых ядрах.

К сожалению, прямая экспериментальная информация о плотности уровней ядер при энергиях возбуждения выше энергии связи нейтрона практически отсутствует, и анализ энергетических изменений плотности уровней приходится проводить на основе данных о спектрах и функциях возбуждения различных каналов распада составных ядер. Такие данные могут быть искажены используемым описанием конкурирующей каналов реакции, а также неопределенностями привлекаемых оптических коэффициентов проницаемости. Оба фактора сильно затрудняют получение однозначных выводов о затухании коллективных эффектов в высоковозбужденных ядрах.

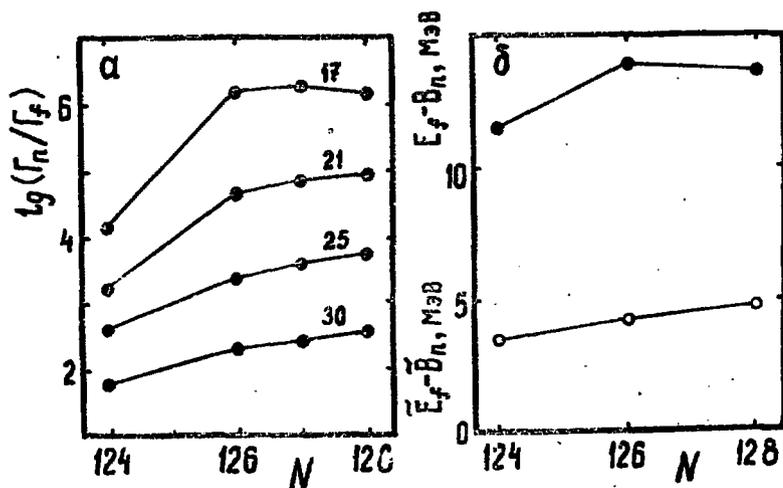


Рис. 4. Температурная зависимость обратного значения асимптотического параметра плотности уровней, полученного из спектров испарения  $\alpha$ -частиц высоковозбужденными ядрами ( $\phi$ ). Кривые определяют значения параметров для потенциала Вудса-Саксона [6] (штрихи), согласованного одночастичного поля [9] (штрих-пунктир) и расчетов одночастичной плотности с учетом температурных изменений эффективной массы квазичастиц [2] (сплошная кривая)

При высоких энергиях  $U > 100$  МэВ как оболочечные эффекты, так и коллективное увеличение плотности уровней должны исчезнуть, и статистические характеристики ядер должны определяться асимптотической величиной параметра  $\tilde{a}$ . Очень интересные результаты об этом параметре были получены из анализа спектров  $\alpha$ -частиц [19]. Было обнаружено, что при температурах выше 3 МэВ параметр плотности уровней начинает уменьшаться от значений, примерно соответствующих согласованному потенциалу среднего поля (рис. 4). В работе [20] показано, что такое уменьшение параметра  $\tilde{a}$  можно интерпретировать как температурное разрушение корреляционных эффектов, повышающих эффективную массу квазичастиц вблизи энергии Ферми. Таким образом, даже в сильно нагретых ядрах поведение плотности уровней и других термодинамических характеристик оказывается далеко не столь простым, как следует из эмпирической модели ферми-газа.

#### АНАЛИЗ ДЕЛИМОСТИ ЯДЕР

Экспериментальные данные об энергетической зависимости сечений деления  $\sigma_f(E)$  являются основным источником информации о высоте барьеров деления  $E_f$ . Эта важнейшая характеристика процесса деления представляет большой интерес и в более широком аспекте — для описания целой совокупности свойств ядер: масс, энергий деформации, границ стабильности ядер, потенциалов взаимодействия тяжелых ионов и т. д. Не менее важной является информация о статистических свойствах возбужденных ядер, которую можно извлечь из анализа делимости ядер  $P_f = \sigma_f(E) / \sigma_c(E)$ , где  $\sigma_c$  — сечение образования составного ядра.

Современное состояние экспериментальных данных о барьерах деления ядер можно классифицировать следующим образом:

1) наиболее полные и надежные сведения о величине  $E_f$  получают из анализа окологорогового поведения делимости — по положению характерного излома (наблюдаемого порога), обусловленного экспоненциальным убыванием проницаемости барьера при энергиях возбуждения, меньших  $E_f$ . Соответствующие измерения делимости удалось реализовать в реакциях с нейтронами и легкими заряженными частицами для области тяжелых ядер  $88 \leq Z \leq 100$  и островка сферических ядер в районе свинца [21];

2) за пределами указанного выше круга ядер в реакциях с легкими частицами и тяжелыми ионами экспериментально изучена только надпороговая область возбуждений делящихся ядер. В этом случае величина  $E_f$  оказывается одним из параметров статистического описания делимости, и извлекаемые значения  $E_f$  существенно зависят от модельных представлений, используемых при рассмотрении всех конкурирующих каналов распада составного ядра.

В последние годы было показано, что при значительных энергиях возбуждения описание делительных ширин нельзя проводить без учета флуктуационно-диссипативного механизма движения делящегося ядра через барьер [22]. С учетом неопределенностей параметризации ядерной вязкости мы вряд ли должны претендовать на высокую точность определения барьеров из анализа надпороговой делимости ядер.

Поэтому при использовании делимости ядер как средства изучения плотности уровней целесообразно основное внимание сосредоточить на обсуждении ядер с надежно установленными барьерами.

Влияние оболочечных эффектов на энергетическую зависимость плотности уровней наиболее отчетливо прослеживается, по-видимому, при анализе надпороговой делимости доактинидных околомагических ядер заряженными частицами [21]. При энергиях возбуждения над порогом  $E - E_f < 15$  МэВ вероятность деления  $P_f \approx \langle \Gamma_f / \Gamma_n \rangle$  определяется конкуренцией двух доминирующих ширин: делительной и нейтронной. Обе ширины непосредственно связаны с плотностью возбужденных уровней делящегося ядра в переходном состоянии и остаточного ядра при равновесной деформации. В качестве примера на рис.5 показана зависимость от числа нейтронов отношения  $\Gamma_n / \Gamma_f$ , определенного из экспериментальных данных по делимости изотопов полония при фиксированной энергии возбуждения в нейтронном канале (с учетом поправки на четно-нечетные различия энергий возбуждения). При небольших энергиях возбуждения зависимость  $\lg \Gamma_n / \Gamma_f$  от числа нейтронов в делящемся ядре сильно скоррелирована с оболочечными изменениями барьеров деления, и увеличения барьера в ядре с замкнутой нейтронной оболочкой  $N=126$  непосредственно отражается в соответствующем увеличении отношения  $\Gamma_n / \Gamma_f$ . С ростом энергии возбуждения ослабление оболочечных эффектов в плотности уровней

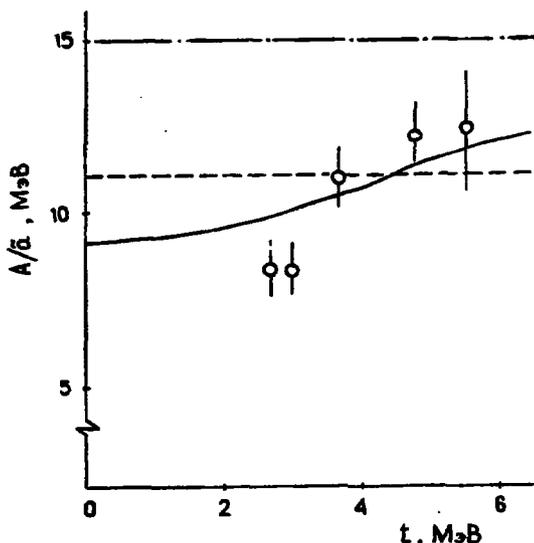


Рис. 5. Зависимость от числа нейтронов в делящемся ядре экспериментальных значений  $lg \Gamma_n / \Gamma_f$  и разности барьеров деления и энергии связи нейтрона ( $\delta$ ). Цифры у кривых обозначают энергию возбуждения в нейтронном канале

нейтронного канала компенсирует оболочечную добавку к энергии возбуждения, и экспериментальные значения  $lg \Gamma_n / \Gamma_f$  начинают выстраиваться в зависимость, близкую к линейной с наклоном, определяемым жидко-капельной компонентой разности  $\tilde{E}_f - \tilde{B}_n$ . Однако оболочечный "излом" в зависимости  $lg \Gamma_n / \Gamma_f$  от  $N$  еще сохраняется при энергии  $E - B_n \approx 30$  МэВ, что свидетельствует о сравнительно медленном ослаблении оболочечных эффектов в сферических околomagических ядрах.

Все закономерности наблюдаемых энергетических изменений делимости хорошо воспроизводятся при использовании соотношения (1) [21].

В то же время на основе соотношения (6), предсказывающего резкую дискретную зависимость коэффициента ротационного увеличения плотности уровней от равновесной деформации ядра, мы должны ожидать, что существенные различия в делимости сферических и деформированных ядер могут быть обусловлены не только оболочечными, но и коллективными эффектами. Для деформированных

ядер различие  $k_{\text{рот}}$  в нейтронном и делительном каналах невелико, и коллективные эффекты слабо влияют на описание наблюдаемого отношения  $\Gamma_n/\Gamma_f$ . Иначе дело обстоит в случае сферических ядер, у которых  $k_{\text{рот}} = 1$ , и следовательно, влияние коэффициента ротационного увеличения плотности уровней в делительном канале проявляется непосредственно, без какой-либо компенсации аналогичными факторами нейтронного канала. При прочих равных условиях различия в делимости сферических и деформированных ядер приближенно можно охарактеризовать соотношением

$$\left\langle \frac{\Gamma_n}{\Gamma_f} \right\rangle_{\text{сфер}} \approx \frac{1}{k_{\text{рот}}^n} \left\langle \frac{\Gamma_n}{\Gamma_f} \right\rangle_{\text{деф}} \quad (9)$$

Учет данной особенности нейтронного канала является очень важным для непротиворечивого описания сечений деления широкого круга доактинидных ядер.

При изучении реакций множественного испускания нейтронов в реакциях с тяжелыми ионами, приводящих к образованию нейтронно-дефицитных ядер в области замкнутой нейтронной оболочки  $N=126$ , в работе [23] были получены данные о конкуренции процессов эмиссии нейтронов и деления, интерпретация которых вызвала первоначально значительные трудности. Найденное из наблюдаемых функций возбуждения среднее по  $wg_j$ rt распадов отношение нейтронной и делительной ширины  $\Gamma_n/\Gamma_f$  для наиболее полно исследованных изотопов тория показано на рис.6. В верхней части рис.6 приведено взятое из работы [23] теоретическое описание отношения ширины, которое не учитывает ротационного увеличения плотности уровней и находится в резком несоответствии с экспериментальными данными.

Вместо сравнительно слабой зависимости от числа нейтронов в составном ядре экспериментальные значения  $\Gamma_n/\Gamma_f$  быстро уменьшаются с уменьшением  $N$ , не обнаруживая ожидаемой немонотонности при переходе через замкнутую оболочку  $N=126$ . При этом наблюдаемые изменения отношений  $\Gamma_n/\Gamma_f$  оказываются в качественном согласии с предсказаниями капельной модели, не учитывающими оболочечных эффектов в плотности уровней и барьерах деления ядер.

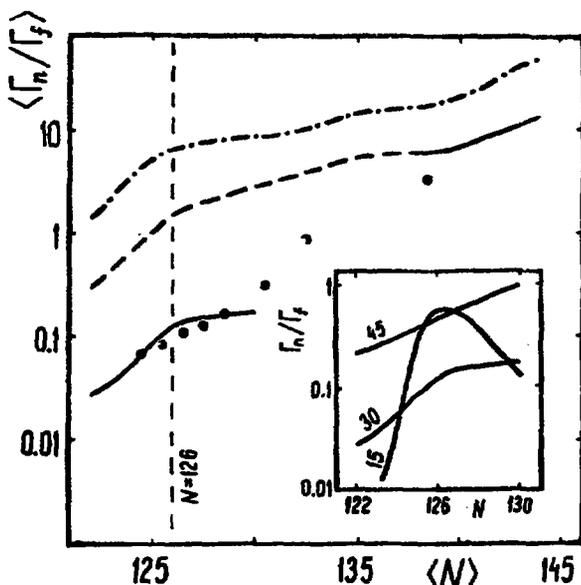


Рис. 6. Экспериментальные значения отношения  $\Gamma_n / \Gamma_f$  в  $\text{Hf}(^{40}\text{Ar}, 4n)$ -реакции [23] и их теоретическое описание в предположении о сферической форме ядер в нейтронном канале (сплошная кривая), о деформированной форме ядер (штриховая кривая) и без учета ротационного увеличения плотности уровней (штрих-пунктир). На вставке показаны результаты расчета отношения  $\lg \Gamma_n / \Gamma_f$  для группы сферических ядер при различных энергиях возбуждения

Каждущееся противоречие с теорией, а также результатами анализа делимости доактинидных ядер легкими заряженными частицами устраняется, если учесть ротационное увеличение плотности уровней [24]. Из представленных на рис. 6 ядер сферическими в нейтронном канале будут лишь ядра в окрестности замкнутой нейтронной оболочки  $N=126$ . При удалении от этого магического числа на 5-10 единиц мы попадаем в область деформированных ядер, существенно не отличающихся по своим свойствам от хорошо изученных стабильных актинидных ядер. Поэтому в наблюдаемую зависимость отношения  $\Gamma_n / \Gamma_f$  от нейтронного состава ядер могут вносить вклад не только оболочечные, но и коллективные эффекты.

Для энергии возбуждения  $E = 30$  МэВ, примерно соответствующей средней энергии возбуждения делящихся ядер в  $(Ag, 4n)$  - реакции [23], результаты теоретических расчетов отношения  $\Gamma_n/\Gamma_f$  показаны на рис. 6 в сравнении с экспериментальными данными. Видно, что для околomagических ядер с  $N=130$  расчеты, выполненные в предположении о сферической форме ядер в нейтронном канале, находятся в хорошем согласии с экспериментом. Штриховой кривой на рис. 6 показаны результаты, полученные в предположении о деформированной форме ядер в нейтронном канале. Как и следовало ожидать, для околomagических ядер такое предположение приводит к сильно завышенным значениям  $\Gamma_n/\Gamma_f$ , но для области  $N \geq 138$  теоретическая кривая начинает проходить вблизи экспериментальных точек. Этот результат хорошо согласуется с рассмотренными выше представлениями о значительной равновесной деформации изотопов тория с  $N \geq 138$ . Область  $130 < N < 138$  следует отнести к переходным ядрам, для описания которых требуются более низкие значения коэффициента ротационного увеличения плотности уровней  $k_{\text{рот}}$ , чем предсказываемые адиабатической моделью. Для этих ядер в наблюдаемом отношении  $\Gamma_n/\Gamma_f$  проявляются те же неадиабатические эффекты, что и в коэффициентах  $k_{\text{рот}}(B_n)$ , найденных из анализа плотности нейтронных резонансов в области переходных ядер  $185 \leq A \leq 205$  (см. рис. 3).

В работах [25,26] обращено внимание на возможность дополнительного ослабления оболочечных эффектов в возбужденных ядрах, связанного с ротационным увеличением плотности уровней. Благодаря такому увеличению, с ростом возбуждения форма нагретых ядер может изменяться от сферической к деформированной, и эти изменения будут непосредственно отражаться на энергетической зависимости нейтронных ширин. В этой связи очень актуальным становится вопрос о "равновесных" деформациях нагретых ядер. Частично на этот вопрос отвечают экспериментальные исследования спектров гамма-лучей быстровращающихся нагретых ядер [27,28]. В высокоэнергетической части наблюдаемых спектров отчетливо проявляется гигантский дипольный резонанс, расщепление которого на две или три компоненты непосредственно связано с равновесной формой ядра. Результаты анализа интенсивностей наблюдаемых компонент гигантского резонанса показывают, что в редкоземельных ядрах при температурах  $\approx 1,7$  МэВ равновесная форма изменяется от

вытянутого эллипсоида, вращающегося перпендикулярно оси симметрии, к сплюснутому, вращающемуся параллельно оси симметрии [28]. Такие изменения формы в целом согласуются с предсказуемой теорией переходом от оболочечных равновесных деформаций холодных ядер к жидко-капельным деформациям сильно нагретых ядер [29]. В то же время для нагретых ядер циркония и олова не наблюдается расщепление гигантского дипольного резонанса, но проявляется значительное увеличение его ширины с ростом энергии теплового возбуждения [28]. Эти данные указывают, что сферическая форма остается наиболее вероятной и в нагретых ядрах, но динамические флуктуации формы нарастают с увеличением температуры, и они могут оказывать существенное влияние на многие свойства сильно нагретых ядер.

Рассмотренные выше данные, по-видимому, подтверждают отсутствие влияния ротационного увеличения плотности уровней на равновесные деформации ядер при температурах выше 1,7+2 МэВ. В то же время на их основе пока нельзя сделать однозначные выводы о форме ядер в области температур от 0,7 до 1,5 МэВ, представляющей наибольший интерес для анализа затухания коэффициентов коллективного увеличения плотности уровней.

Так как деление актинидов при энергиях возбуждения до 20 МэВ является одним из наиболее детально измеренных сечений, и для большинства ядер барьеры деления надежно определены из описания околопороговой делимости, то из анализа надбарьерной делимости можно надеяться получить информацию о роли коллективных эффектов при различных энергиях возбуждения. Необходимость учета ротационного увеличения плотности уровней для удовлетворительного описания наблюдаемых делимостей демонстрировалась неоднократно [30-32]. Главные проблемы анализа наблюдаемых сечений связаны с неоднородностями выделения во входном канале вклада предравновесных процессов и определением оболочечных поправок в делительном канале. Характерным примером описания экспериментальных данных может служить рис. 7. Многие неоднородности выбора параметров используемых моделей устраняются при привлечении к анализу совместно с сечениями деления также нейтронных спектров и функций возбуждения реакций  $(n, xn)$  [32].

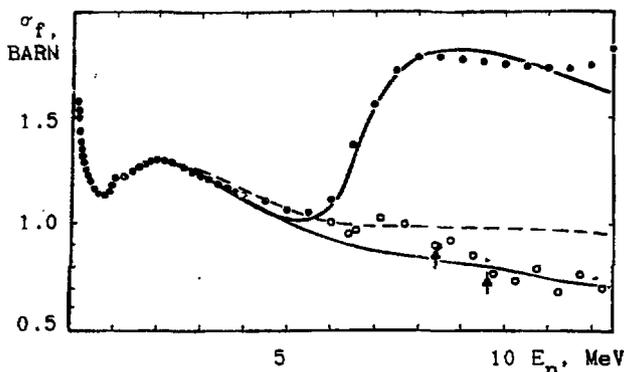


Рис. 7. Энергетическая зависимость сечений деления  $^{235}\text{U}$  нейтронами:  $\bullet$  - наблюдаемое полное сечение деления,  $\circ$ ,  $\Delta$  - сечение безэмиссионного деления [33, 34], сплошные кривые - теоретическое описание сечений с учетом предравновесного испускания нейтронов и штриховая - без учета предравновесного испускания

Для корректного выбора оболочечных поправок в делительном канале и прослеживании затухания ротационного увеличения плотности уровней в нейтронном канале очень важно иметь прямое "экспериментальное" определение сечений деления первого шанса, т.е. делимости исходного составного ядра. Такие данные можно получить на основе анализа средних энергий гамма-лучей, сопутствующих делению ядер [33]. В работе [34] показано, что для этой цели можно использовать также систематику энергетических изменений дисперсий массовых распределений осколков деления. Приведенные на рис. 7 результаты расчетов сечений деления демонстрируют, что принятое адиабатическое описание ротационного увеличения плотности уровней в делительном и нейтронном каналах, в основном согласуются с существующими экспериментальными данными. Погрешности данных о безэмиссионной делимости ядер пока еще значительны, но их можно уменьшить на основе более детальных экспериментов и систематики соответствующих данных. В настоящее время на изучение безэмиссионной делимости актинидов возлагается большая часть надежд экспериментального прослеживания отклонений ротационного увеличения плотности уровней от адиабатической оценки.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Всю совокупность рассмотренных выше данных можно рассматривать как убедительное доказательство необходимости перехода к более сложным, чем модель ферми-газа, описаниям статистических свойств возбужденных ядер. Оправданием усложнений является, с одной стороны, единообразие рассмотрения свойств высоковозбужденных ядер с подходами, используемыми для описания основных и низколежащих возбуждений ядер, и, с другой стороны, значительно лучшая согласованность параметров, извлекаемых из анализа различных каналов распада составных ядер в широком диапазоне энергий возбуждения и масс ядер.

Следует подчеркнуть, что среди многих приложений статистической теории ядерных реакций делимость ядер оказывается, по-видимому, наиболее чувствительной характеристикой влияния оболочечных и коллективных эффектов. Поэтому анализ экспериментальных данных о конкуренции процессов деления и эмиссии нейтронов в изучении плотности уровней оказывается во многих аспектах более информативным, чем исследования испарительных спектров и функций возбуждения различных пороговых реакций для неделящихся ядер. На основе такого анализа мы имеем в настоящее время качественное подтверждение основных закономерностей влияния оболочечных, сверхтекучих и коллективных эффектов на плотность уровней возбужденных ядер. Однако многие количественные аспекты описания плотности уровней и других статистических характеристик нагретых ядер продолжают оставаться открытыми. В первую очередь, это относится к анализу температурного затухания коэффициентов ротационного и вибрационного увеличения плотности уровней и их связи с изменениями формы нагретых ядер. Для дальнейшего прогресса необходимы как более полные микроскопические расчеты свойств высоковозбужденных ядер с учетом температурных изменений деформации ядер в равновесной и переходной конфигурациях, так и новые экспериментальные данные о безэмиссионной и слабоэмиссионной делимости ядер в широком диапазоне энергий возбуждения.

Список литературы

1. Bethe H. // Mod. Phys. 1973. V.9. P.69.
2. Мальшев А.В. Плотности уровней и структура атомных ядер. М., Атомиздат, 1969.
3. Bruneau P., Cameron A. Can. // J. Phys. 1989. V.47. p.1028.
4. Игнатюк А.В., Смиренкин Г.Н., Тихин А.С. // Ядерная физика. 1975. Т.21. С.485.
5. Ramamurthy V.S. et al. // IAEA Meeting on Basic and Applied Problems of Nuclear Level Density/N.Y.:INDC-092/C. 1983. P.187.
6. Игнатюк А.В. Статистические свойства возбужденных атомных ядер. М., Энергоатомиздат. 1983.
7. Hill D., Wheeler J. // Phys. Rev. 1953. V.89. P.1125.
8. Игнатюк А.В. и др. // Ядерная физика. 1975. Т.21. С.1185.
9. Saner A., Chandra H., Mosel U. // Nucl. Phys. V.A264. P.221.
10. Tuke J., Swiatecki W.J. // Nucl. Phys. 1980. V.A372. P.149.
11. Игнатюк А.В., Истеков К.К., Смиренкин Г.Н. // Ядерная физика. 1979. Т.29. С.875.
12. Ericson T. // Nucl. Phys. 1958. V.6. P.62.
13. Birnholz S., Bohr A., Mottelson B. Physics and Chemistry of Fission. Vienna: IAEA, 1974. V.1.
14. Вдовин А.И., Воронов В.В., Масленко Л.А. и др. // Физика элементарных частиц и атомного ядра. 1976. Т.7. С.952.
15. Игнатюк А.В. // Ядерная физика. 1975. Т.21. С.20.
16. Игнатюк А.В., Михайлов И.Н. // Ядерная физика. 1979. Т.30. С.865.
17. Hansen G., Jensen A.S. // Nucl. Phys. 1983. V.A406. P.236.
18. Блохин А.И. и др. // Ядерная физика. 1988. Т.48. С.371.  
Grudzevich O.T. et al. // JAERI. 1988. P.767.  
Nuclear Data for Science and Technology (Mito 1988).

19. Nebbin G. et al. *Phys. Lett.* 1986. V. A482. P. 171.
20. Hasse R.W., Schuck P. // *Phys. Lett.* 1986. V. 179. P. 313.
21. Игнатьюк А.В. и др. // *Физика элементарных частиц и атомного ядра.* 1985. Т. 16. С. 709.
22. Crange P. et al. // *Phys. Rev.* 1983. V. C27. P. 2063;  
*Nucl. Phys.* 1984. V. A428. P. 370.
23. Schmidt K.H. et al. // *Phys. and Chem. Fission.* 1979. V. 1. P. 409.
24. Игнатьюк А.В., Истеков К.К., Смиренин Г.Н. // *Ядерная физика.* 1983. Т. 37. С. 831.
25. Schmidt K.H., Keller J.G., Vermeulen D.Z. // *Phys.* 1984. V. A315. P. 159.
26. Vigdar S.E. / *Phys. Rev.* 1982. V. C26. P. 1035.
27. Snover K. // *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*
28. Gaardhoje J.J. et al. // *Nucl. Phys.* 1988. V. A482. P. 121;  
Thirolf P. et al. // *Nucl. Phys. Ibid.* P. 93.
29. Ignatyuk A.V. et al. // *Nucl. Phys.* 1980. V. A346. P. 191;  
Goodman A.L. // *Phys. Rev.* 1988. V. C38. P. 977.
30. Britt H.C. // *Phys. Chem. Fission.* 1980. V. 1. P. 3.
31. Кудяев Г.А. и др. // *Ядерная физика.* 1987. Т. 45. С. 1534;  
*Там же.* 1988. Т. 47. С. 1540.
32. Игнатьюк А.В. и др. // *Ядерная физика.* 1988. Т. 47. С. 355.
33. Fehant J. // *Proc. Advisory Group Meeting on Transactinium Isotope Nuclear Data/Viean.* 1985. IAEA-TECDOC-336. P. 105.
34. Goverdovsky A.A. et al. // *Proc. Symp. on Phys. of Fission.* /Gaussig, 1988.

Статья поступила в редакцию 7 марта 1989 г.

СОВМЕСТНАЯ ОЦЕНКА ФУНКЦИЙ ВОЗБУЖДЕНИЯ УРОВНЕЙ  
И  $\gamma$ -СПЕКТРОВ ПРИ НЕУПРУГОМ РАССЕЯНИИ НЕЙТРОНОВ НА  $^{93}\text{Nb}$

В. Г. Проняев, Т. С. Беланова, А. И. Елохин, А. В. Игнатюк

JOINT EVALUATION OF LEVELS  
EXCITATION FUNCTIONS AND  $\gamma$ -SPECTRA  
FOR NEUTRON INELASTIC SCATTERING BY  
 $^{93}\text{Nb}$ . Joint analysis of levels  
excitation functions and secondary  
 $\gamma$ -ray spectra from neutron inelastic  
scattering by  $^{93}\text{Nb}$  file for the  
evaluated neutron cross-section  
library BROND was formed as a result  
of such analysis.

Возможное использование ниобия в качестве конструкционного материала в термоядерных энергетических установках стимулировало выполнение большого объема измерений и расчетов его ядерно-физических характеристик и, в первую очередь, нейтронных сечений и спектров вторичных частиц при взаимодействии с нейтронами. Однако в доступных потребителю файлах оцененных нейтронных сечений, созданных в семидесятых годах, эта информация представлена не лучшим образом. Так функции возбуждения уровней при неупругом рассеянии нейтронов приводятся лишь для нескольких первых дискретных уровней или их групп, отсутствуют энергоугловые распределения вторичных нейтронов для области континуума уровней, спектры вторичных  $\gamma$ -квантов часто задаются в температурном представлении даже для низкоэнергетических нейтронов, то есть в случаях, когда дискретная структура спектра играет особенно заметную роль. В связи с этим файл ниобия библиотеки БРОНД [1], в основу которого была положена оценка, выполненная в Техническом университете Дрездена (ТУД, ГДР), был подвергнут существенному пересмотру. В первую очередь, это коснулось функции возбуждения уровней при неупругом рассеянии и спектров вторичных нейтронов и  $\gamma$ -квантов.

В основу оцененной схемы низколежащих дискретных уровней  $^{93}\text{Nb}$  была положена схема, принятая в работе [2,3]. Если для некоторых уровней в этой работе величины спинов и четности не были идентифицированы, или их идентификация вызывала сомнение, эти величины определялись из условий наилучшего в рамках статистической теории ядерных реакций описания наблюдаемых сечений неупругого рассеяния нейтронов. Используемые в расчетах положения уровней, их спины и четности, а также вероятности  $\gamma$ -переходов между уровнями, необходимые для расчетов  $\gamma$ -спектров и взятые в соответствии с данными работы [20], приведены в таблице.

Было проанализировано более тридцати работ, содержащих результаты измерения сечений неупругого рассеяния с возбуждением отдельных уровней. Измерения выполнялись с помощью двух основных методов: метод непосредственной регистрации неупруго рассеянных нейтронов по времени пролета [4-12, 14, 15] и метод измерения выхода  $\gamma$ -квантов, сопровождающих неупругое рассеяние нейтронов [13, 16-23].

Оба метода относительны. Для определения абсолютной величины сечений используются сечения реакций, являющихся стандартами. В первом случае это сечение упругого рассеяния нейтронов на водороде или графите, во втором - сечение неупругого рассеяния нейтронов для уровня  $^{56}\text{Fe}$  с энергией 845 кэВ.

Сравнительному анализу экспериментальных данных по каждому возбужденному уровню  $^{93}\text{Nb}$  предшествовала работа по приведению сечений рассеяния нейтронов к единой системе стандартов. Так парциальные сечения из работ [13, 16-22] были перенормированы к сечениям неупругого рассеяния  $^{56}\text{Fe}$  для уровня 845 кэВ [28]. Данные работ [4, 8-12] перенормировке не подвергались, так как в качестве стандарта в них использовались сечения упругого рассеяния на водороде из одной и той же оценки данных [27].

Проанализированные таким образом экспериментальные данные для семи первых уровней неупругого рассеяния нейтронов ниобия приведены на рис. 1. Здесь же даны результаты расчета сечений по статистической теории с использованием программы ABAREX [29] и учетом флуктуаций и корреляции нейтронных ширин.

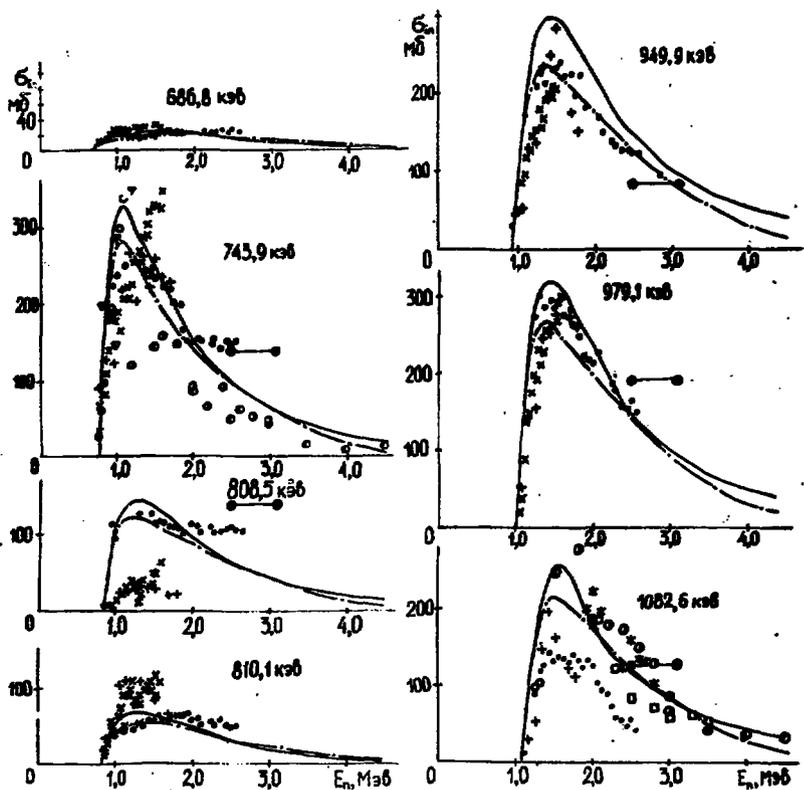


Рис. 1. Функции возбуждения разрешенных уровней неупругого рассеяния нейтронов на  $^{93}\text{Nb}$ :  
 оцененные данные: — — настоящая работа, — — JENDL-2 [30];  
 экспериментальные данные:  $\odot$  [4]; \* [5];  $\square$  [8];  $\ominus$  [13];  
 [16, 17];  $\nabla$  [18];  $\bullet$  [20]; + [21]; x [22];  $\blacktriangledown$  [25]

Часть парциальных сечений не была включена в анализ по следующим соображениям: метод непосредственной регистрации неупруго рассеянных нейтронов по времени пролета позволяет получать надежные данные в ограниченных областях энергий нейтронов; низкое энергетическое разрешение спектрометров (от 50 до 150 кэВ) не всегда обеспечивает разделение групп нейтронов, рассеянных соседними уровнями возбужденного ядра. Как следствие, часть данных в работах [4-7] представляет собой суммарные сечения неупругого рассеяния нейтронов для дуплетов. Разрешить удалось только уровни с энергиями 744 кэВ [4] и 1083 кэВ [4,5,8], которые и использовались в анализе.

Сечения неупругого рассеяния для неразрешенных уровней ниобия с энергиями 808-810 кэВ [4,6,7,16,18] и 950-979 кэВ [4,5,16-18] приведены на рис. 2. Здесь же для сравнения даны соответствующие расчетные суммарные сечения указанных дуплетов.

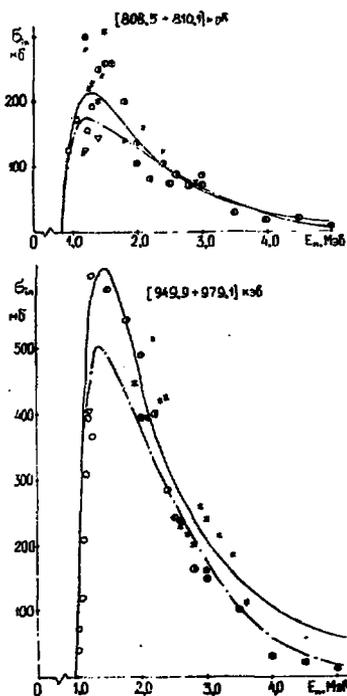


Рис. 2. Функции возбуждения неразрешенных уровней (дуплетов) неупругого рассеяния нейтронов на  $^{93}\text{Nb}$ : опененные данные: — — — настоящая работа, — — — JENDL-2 [30]; экспериментальные данные:  $\bullet$  — [4];  $\blacksquare$  — [5-7];  $\circ$  — [16-17];  $\nabla$  — [18]

Метод, измеряющий выход  $\gamma$ -квантов, которые сопровождают неупруго рассеянные нейтроны, обладает высоким энергетическим разрешением ( $\approx 3$  кэВ при энергии  $\gamma$ -лучей в 1 МэВ [20] или 4,5 кэВ для  $\gamma$ -линии  $^{60}\text{Co}$  [22]) и позволяет определить с высокой точностью сечения неупругого рассеяния на определенных уровнях. Однако для каждого ядра существует свой верхний предел энергии первичных нейтронов (для  $^{93}\text{Nb}$  это  $1,3 \div 1,5$  МэВ), выше которого спектр регистрируемых  $\gamma$ -квантов настолько усложняется, что затрудняет определение вероятности заселения исследуемого уровня и ведет к искажению величин сечений. На этом основании к анализу не привлекались парциальные сечения для энергий первичных нейтронов выше 1,3 МэВ из работ [16-18] и выше 1,6 МэВ из работы [22]. Так как не удалось установить причины значительного завышения сечений неупругого рассеяния в работе [19], данные этой работы в анализе не использовались.

Иногда для получения  $\sigma(n, n')$  используется метод обратной сферической геометрии, регистрирующий обычно полное сечение неупругих процессов [25, 26]. Если в рассматриваемой области энергий нейтронов сечения реакций с вылетом заряженных частиц и сечение захвата нейтронов пренебрежимо малы, определяемое сечение неупругих процессов практически совпадает с полным сечением неупругого рассеяния. Для ниобия эти условия выполняются и данные работ [25, 26] трактуются как полные сечения неупругого рассеяния нейтронов (см. рис. 3). Являясь методом абсолютным, не чувствительным к сопутствующему  $\gamma$ -излучению, он однако имеет крайне низкое энергетическое разрешение, что ограничивает область его применения измерением интегральных сечений.

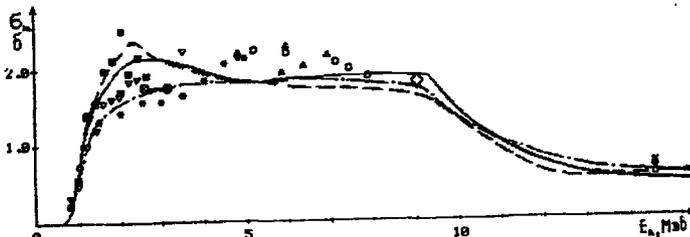


Рис. 3. Полное сечение неупругого рассеяния нейтронов на  $^{93}\text{Nb}$ : оцененные данные: — — — — настоящая работа, — — — — JENDL-2 [30], — — — — БРОНД [1]; экспериментальные данные: \* - [4]; □ - [10]; ◇ - [11]; ○ - [12]; ⊙ - [13]; + - [14]; x - [15]; ▽ - [18]; ● - [20]; ▾ - [25]; ■ - [26]; ⊖ - [37]; ▲ - [23]; △ - [24]; ◆ - [9]

На рис.3 даны экспериментальные величины полных сечений неупругого рассеяния для  $^{93}\text{Nb}$  в области энергий нейтронов 0,8-15,0 МэВ, полученные как в процессе непосредственного измерения [14, 15, 24-26], так и в результате вычисления с помощью парциальных сечений [4, 9-13, 18, 20, 23]. Сечения в пределах 10-15% согласуются между собой и хорошо описываются теоретической кривой.

Для расчета по статистической теории область непрерывного спектра уровней вводилась для энергии возбуждения выше 1,7 МэВ с плотностью уровней в модели Ферми-газа и параметрами из работы [31]. Расчет коэффициентов проникаемости нейтронов выполнен в сферической оптической модели с параметрами оптического потенциала [32], полученными при совместном анализе данных по полным сечениям и сечениям рассеяния.

Предполагалось, что уровни с  $E_j=744$  кэВ,  $J^\pi=7/2^+$ ;  $E=808,7$  кэВ,  $J^\pi=5/2^+$ ;  $E=949,9$  кэВ,  $J^\pi=13/2^+$ ;  $E_j=979,1$  кэВ,  $J^\pi=11/2^+$  и  $E_j=1082,6$  кэВ,  $J^\pi=9/2^+$  являются членами мультиплетта при связи однофононного  $2_1^+$  возбуждения в  $^{92}\text{Zr}$  ( $E=0,933$  МэВ,  $\beta_2=0,13$ ) с одночастичным протонным состоянием  $1g_{9/2}$  в  $^{93}\text{Nb}$ . Вклад прямых процессов на эти уровни был оценен в методе сильной связи каналов с помощью программы ECIS-79 [33] и параметрами оптического потенциала, как и в сферической оптической модели [32].

Сравнение результатов расчета с экспериментальными данными на рис.1 показывает хорошее качество полученного описания для большинства уровней. Несколько завышенное сечение, полученное на уровне  $E_j=949,99$  кэВ,  $J^\pi=13/2^+$  указывает на то, что идентификация спина этого уровня, возможно, не является надежной. Однако из-за отсутствия каких-либо других оснований корректировка спина этого уровня не проводилась.

Для оценки энергетических спектров и энергоугловых распределений в области континуума уровней были использованы результаты расчетов, выполненных в Техническом университете Дрездена (ГДР) в рамках статистического подхода рассмотрения многоступенчатых прямых и компаунд-ядерных процессов [34]. Спектры эмиссии первого нейтрона разделялись нами по  $p$  процессам  $(n, n'\gamma)$ ,  $(n, 2n\gamma)$  и  $(n, 3n\gamma)$ , а спектры эмиссии второго нейтрона - по процессам  $(n, 2n\gamma)$  и  $(n, 3n\gamma)$  в соответствии с требованием формата и учетом величины интегральных сечений для каждого из этих

процессов, оценка которых была выполнена независимо ранее. Полученные таким образом оцененные спектры, дополненные функциями возбуждения дискретных уровней, дают хорошее описание наблюдаемых энергетических и энергоугловых распределений вторичных нейтронов.

Приведенные в таблице вероятности  $\gamma$ -переходов между уровнями, а также полученная оценка функций возбуждения уровней позволяют оценить и спектры  $\gamma$ -квантов при неупругом рассеянии нейтронов с начальной энергией до 1,8 МэВ. Такая оценка была выполнена нами и ее результаты вместе с имеющимися экспериментальными данными по спектрам [35,36] и сечениям выхода отдельных  $\gamma$ -лучей [21,38], переведенных нами в спектральное представление, показаны на рис. 4. Очевидно, что полученные спектры заметно отличаются от температурных распределений, широко использовавшихся в ранних оценках [1].

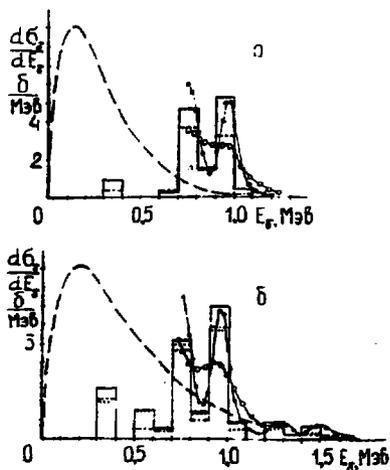


Рис. 4. Спектры  $\gamma$ -лучей для  $^{93}\text{Nb}$  при неупругом рассеянии нейтронов с энергией 1,2 МэВ (а) и 1,7 (б); на гистограммах: — — — — — настоящая оценка, — — — — — БРОНД [1]

- — [35]
  - — [36]
  - — — — — [21]
  - ..... [38]
- } экспериментальные данные
- } получены суммированием сечений образования ожидаемых дискретных  $\gamma$ -лучей по энергетическим интервалам шириной 100 кэВ

За основу оценки спектров  $\gamma$ -квантов для нейтронов с энергией выше 1,8 МэВ были взяты экспериментальные данные [36]. Спектры, полученные в [36], были дополнены в области мягких  $\gamma$ -квантов ( $E_\gamma < 0,75$  МэВ) компонентами, приближенная оценка которых получена из анализа всех известных экспериментальных данных по выходам  $\gamma$ -лучей в этот энергетический интервал. Для этого вся область от 0 до 0,75 МэВ была разбита на 3 диапазона по 0,25 МэВ. На рис.5 показаны оцененные нами сечения выхода  $\gamma$ -квантов в каждый из этих энергетических диапазонов, а также соответствующие экспериментальные данные, полученные как интегрированием  $\gamma$ -спектров, так и суммированием сечений выхода отдельных  $\gamma$ -линий по этим диапазонам.

Полное сечение образования  $\gamma$ -квантов, определенное интегрированием энергетических спектров  $\gamma$ -квантов по всему интервалу энергий показано на рис.6. Здесь же приведены сечения выхода  $\gamma$ -квантов, измеренные для  $E_\gamma > 0,75$  МэВ [36], а также результаты оценки [1]. Как видно, разброс в данных разных оценок является весьма заметным. Для проверки качества оценки  $\gamma$ -спектров было проведено сравнение среднего энерговыделения в  $\gamma$ -канале, рассчитанного из известных  $\gamma$ -спектров, с этой же величиной, полученной из оцененных сечений возбуждения уровней и спектров неупругого рассеяния нейтронов. Оказалось, что с точностью до 10% они совпадают, по крайней мере, до порога реакции ( $n, 2n$ ).

Авторы выражают надежду, что пересмотренная оценка для  $^{93}\text{Nb}$  библиотеки БРОНД может быть использована для ядерно-физических расчетов термоядерного энергетического реактора.

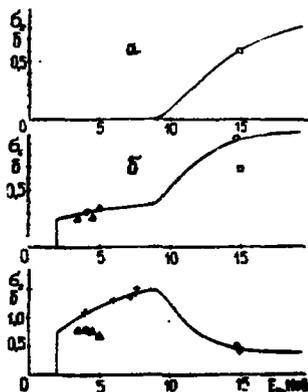


Рис.5. Сечение выхода  $\gamma$ -квантов с  $E_\gamma = 0+0,25$  МэВ (а);  $E_\gamma = 0,25+0,5$  МэВ (б);  $E_\gamma = 0,50+0,75$  МэВ (в) при взаимодействии нейтронов с  $^{93}\text{Nb}$ : ———— — настоящая оценка;  $\Delta$  — [36];  $\bullet$  — [39];  $\square$  — [40];  $+$  — [41];  $\times$  — [42]

Схема уровней неупругого рассеяния и вероятности  
 $\gamma$ -переходов для  $^{93}\text{Nb}$ .

Номер уровня, $j$	$E_j$ , МэВ	$J^\pi$	Вероятность $\gamma$ -распада с данного уровня $j$ на уровень $k$ , $I_k$
0	0,0	$9/2^+$	основное состояние
1	0,0304	$1/2^-$	$I=1,0$ метастабильное состояние
2	0,6868	$3/2^-$	$I_c=1,0$
3	0,744	$7/2^+$	$I_j=1,0$
4	0,8087	$5/2^+$	$I_c=1,0$
5	0,8101	$5/2^-$	$I_c=1,0$
6	0,9499	$13/2^+$	$I_j=1,0$
7	0,9791	$11/2^+$	$I_c=1,0$
8	1,0826	$9/2^+$	$I_c=0,34$ ; $I_3=0,66$
9	1,279	$3/2^-$	$I_c=1,0$
10	1,2974	$9/2^+$	$I_0=0,49$ ; $I_3=0,25$ ; $I_7=0,26$
11	1,3156	$5/2^-$	$I_3=0,81$ ; $I_4=0,19$
12	1,3351	$17/2^+$	$I_6=1,0$
13	1,3640	$1/2^+$	$I_5=1,0$
14	1,3952	$5/2^-$	$I_c=1,0$
15	1,4847	$3/2^+$	$I_c=0,81$ ; $I_4=0,19$
16	1,4914	$15/2^+$	$I_6=1,0$
17	1,5005	$7/2^+$	$I_c=1,0$
18	1,5700	$1/2^-$	$I_c=1,0$
19	1,6052	$9/2^+$	$I_c=0,17$ ; $I_6=0,57$ ; $I_7=0,19$ ; $I_8=0,07$
20	1,6649	$3/2^+$	$I_3=1,0$
21	1,6700	$9/2^+$	$I_c=0,19$ ; $I_3=0,50$ ; $I_{11}=0,31$
22	1,6828	$11/2^+$	$I_c=0,28$ ; $I_3=0,48$ ; $I_7=0,24$
23	1,7100	$5/2^+$	$I_c=1,0$

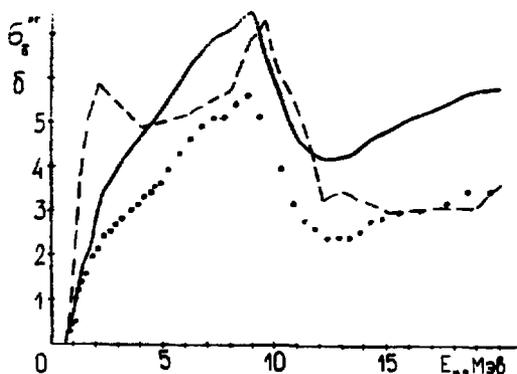


Рис.6. Полное сечение образования  $\gamma$ -квантов при взаимодействии нейтронов с  $^{93}\text{Nb}$ : ———— - настоящая оценка, - - - - - БРОНД [1],  $\odot$  - интеграл от спектра  $\gamma$ -квантов с энергией  $E_\gamma > 0,75$  МэВ в предположении изотропного углового распределения  $\gamma$ -квантов и измеренного в [36] под углом  $125^\circ$

#### Список литературы

1. Библиотека рекомендованных оцененных нейтронных данных (БРОНД)/Под ред. В.Н.Манюхина. Обнинск, 1986.
2. Nuclear Data Sheets. V.88. P.527. 1972.
3. Lederer C.M., Shirley V.S. Table of isotopes. Wiley Interscience, 1978.
4. Coles R.E. //Report AWRE-0-66/71. 1971.
5. Smith A.B., Guenter R.T., Whalen J.F.Z. //Physik-264. 1973. P.39.
6. Reitman D., Engelbrecht C.A., Smith A.B. //Nucl. Phys. 1963. V.48. P.593.
7. Smith A.B., Guenter R.T., Whalen J.F. //Z. Physik-264. 1973. P.39.
8. Almen-Ramstrom E. //Report AE-503. 1975. P.
9. Thompson D.B. //Phys.Rev. 1963. v.129. P.1649.
10. Hopkins J.C., Drake D.M. //Nucl. Sci. Eng. 1969. V.36. P.275.

11. Бирюков Н.С., Журавлев Б.Б., Корнилов Н.В. // Ядерная физика. 1974. Т. 19. С. 1201.
12. Симаков С.П., Ловчикова Г.К., Лунев В.П. // Ядерная физика. 1983. Т. 37. С. 801.
13. Goebel H., Feicht E.J., Vonach H.Z. // Physik-240. 1970. .430.
14. Козырь Ю.Е., Плужко В.А., Прокопец Г.А. // Труды международной конференции по нейтронной физике. / 1977. Т. 2. С. 52.
15. Hermsdorf D., Sassonoff S., Seeliger D. et al. // Report ZfK-262. 1973. P. 28.
16. Nath N., Kotman M.A., Van-Patter D.M. et al. // Nucl. Phys. 1959. V. 14. P. 78.
17. Rothman M.A., Van-Patter D.M., Dubey V.S. et al. // Phys. Rev. 1957. V. 107. P. 155.
18. Бродер Д.Л., Колесов В.Е., Лашук А.И. и др. // Атомная энергия. 1964. Т. 16. С. 103.
19. Дегтярев Ю.Г., Протопопов В.Н. // Известия АН СССР. Сер. физ. 1971. Т. 35. С. 2341.
20. Van-Heerden J.J., McMurray W.R., Saayman R.Z. // Physik-260. 1973. P. 9.
21. Rogers V.C., Veghain L.E., Cläkeman et al. // Nucl. Sci. Eng. 1971. P. 297.
22. Немилев Ю.А., Крамаровский Я.М., Тетерин Е.Д. и др. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. Вып. 3. 1986. С. 25.
23. Hino Y., Yamamoto T., Itagaki S. et al. // Proc. of the Intern. Conf. on Nuclear Data for Technol./USA: Knoxville, 1979. P. 408.
24. Walt M., Barschall H.H. // Phys. Rev. 1954. V. 93. P. 1062.
25. Глазков Н.П. // Атомная энергия. 1963. Т. 14. С. 400; 1963. С. 416.
26. Абрамов А.И. // Атомная энергия. 1962. Т. 12. С. 62.
27. Horsley A. // Nuclear Data. 1966. V. 2A, N 3. P. 243.
28. Kinney W.E., Perey F.G. // Nucl. Sci. Eng. 1977. V. 63. P. 418.
29. Moldauer P.A. // Materials of the Workshop on Nuclear Model Computer Codes/Trieste 16 Jan. - 3 Feb., 1984. P.
30. Summary of JENDL-2. General Purpose. File//JAERI-M-84-103. 1984. Material number 2411.
31. Gilbert A., Cameron A.G.W. // Can J. Phys. 1965. V. 43. P. 1446.

32. Smith A.B., Guenter F.T., Lawton R.D. //Report ANL-INDM-91. 1985.
33. Reynal J. //Materials of the Workshop on Nuclear Model Computer Codes/ Trieste, 16 Jan.-3 Feb. 1984. P.
34. Halke H., Seeliger D., Zhivopistsev F.A. //Z. Physik. 1988. V. A239. P.331.
35. Morgan G.L., Perey F.G. //Rep. ORNL-TM-5829. 1977.
36. Dickens J.K., Morgan G.L., Newman E. //Rep. ORNL-TM-4972. 1975.
37. Santry A. //Report PRCMA-27. 1974. P.14.
38. Williams G.H. //Report ORO-2791-30. 1969. P.141.
39. Mathur S.C., Buchanan P.S., Morgan I.L. // Bull. Am. Phys. Soc. 1967. V.12. P.921.
40. Zhou Hondyu, Tang Zin, Yan Yiminng et al. //INDC(CPR)-010/L. 1986
41. Drake D.M., Hopkins J.C., Young O.S. et al. //Nucl. Sci. Eng. 1970. V.40. P.294.
42. Drake D.M., Arthur E.D., Silbert M.G. //Nucl. Sci. Eng. 1978. V.65. P.49.

Статья поступила в редакцию 21 марта 1989 г.

ИЗОТОПИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ СЕЧЕНИЙ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА  
 ЯДЕР СРЕДНИХ И ТЯЖЕЛЫХ МАСС ПРИ ЭНЕРГИИ НЕЙТРОНОВ 0,5+2,0 МэВ

Ю. Н. Трофимов

DEPENDENCE OF RADIATIVE NEUTRON CAPTURE CROSS SECTION OF NUCLEI OF MEDIUM AND HEAVY MASS ON NEUTRON EXCESS AT ENERGY 0,5-2 MeV. On basis the exponential dependence of cross section on energy reaction a simple formula for radiative neutron capture cross sections is derived as function of relative neutron excess. The calculation results are compared with available cross section measurements and evaluations. Neutron capture cross sections for important as fission products isotopes  $^{95,97}\text{Nb}$ ,  $^{105}\text{Rh}$ ,  $^{106}\text{Ru}$ ,  $^{111}\text{Ag}$ ,  $^{129,131}\text{I}$ ,  $^{132}\text{Te}$ ,  $^{135}\text{Cs}$  and  $^{144}\text{Ce}$  were evaluated at energies between 0,5 and 2 MeV.

В связи с быстрым развитием ядерной энергетики потребности в ядерных данных непрерывно возрастают. Для расчетов реакторов на быстрых нейтронах нужны точные и надежные нейтронные константы. Потребности в микроскопических сечениях реакции ( $n, \gamma$ ) в настоящее время во многом не удовлетворены либо из-за полного отсутствия данных, либо в связи с противоречивостью существующих экспериментальных данных или с недостаточной точностью данных о сечениях радиационного захвата (РЗ) нейтронов. Требования к точности сечений РЗ нейтронов составляют: топливный цикл ( $^{237}\text{Np}$ ,  $^{236}\text{U}$ )-4 - 10%, поглотители ( $\text{Cd}$ ,  $\text{Eu}$ ,  $\text{Gd}$ ,  $\text{Er}$ ,  $\text{Hf}$ ) - 5%, конструкционные материалы ( $\text{Fe}$ ,  $\text{Mo}$ ,  $\text{Mn}$ )-5 -10%, продукты деления - 10%. Интервал энергий нейтронов 0,5+2 МэВ продолжает оставаться малоисследованным, существенных изменений в ближайшее время, по-видимому, не предвидится, учитывая трудности измерений в этой области энергий нейтронов. Экспериментальные данные о сечениях РЗ в этом диапазоне энергий нейтронов отсутствуют для 120 из 200

стабильных изотопов средних и тяжелых масс, в том числе для таких важных для реакторостроения изотопов:  $^{50, 52-54}\text{Cr}$ ,  $^{54, 56-58}\text{Fe}$ ,  $^{58, 60-62}\text{Ni}$ ,  $^{95, 97, 100}\text{Mo}$ ,  $^{101, 102, 104}\text{Ru}$ ,  $^{105}\text{Pd}$ ,  $^{131}\text{X}$ ,  $^{133}\text{Cs}$ ,  $^{141}\text{Pr}$ ,  $^{143, 145}\text{Nd}$ ,  $^{149}\text{Sm}$ ,  $^{153}\text{Eu}$ . Полностью отсутствует оценка сечений РЗ для радиоактивных элементов:  $\text{Po}$ ,  $\text{At}$ ,  $\text{Rn}$ ,  $\text{Fr}$ ,  $\text{Ra}$ ,  $\text{Ac}$ ,  $\text{Pa}$ ,  $\text{Am}$ ,  $\text{Cm}$ ,  $\text{Cf}$  нуждается в уточнении оценка сечений РЗ нейтронов продуктами деления ядра.

Оценка сечений РЗ нейтронов изотопами обычно проводится на основе статистической теории ядерных реакций с привлечением потенциалов оптической модели. При этом необходимо знание оптимальных значений следующих параметров: плотность уровней (очень мало ядер, для которых имеются непротиворечивые и в полном объеме данные о спинах и четностях уровней), параметры оптического потенциала, нейтронная и радиационная силовые функции для разных  $l$ , радиус потенциального рассеяния. Оценка сечений РЗ нейтронов в диапазоне энергий 1-2 МэВ носит, в основном, качественный характер. При энергии 14 МэВ оценки сечений РЗ по статистической теории ядерных реакций уже на несколько порядков ниже экспериментальных величин. Погрешность оценки составляет 50% [1]. Обосновать эту цифру трудно, чаще оценка ошибки является в значительной степени волевой и представляется нам весьма оптимистичной, если учесть большое число предположений и допущений, положенных в основу модели. Расчеты сечений не могут заменить эксперимент. Однако и экспериментально невозможно, или точнее, очень трудно в настоящее время измерить сечение РЗ нейтронов ядер актинидов, продуктов деления, многих радиоактивных ядер, а также элементов, малораспространенных в природе. Реакции  $(n, \gamma)$  на многих стабильных изотопах приводят к стабильным ядрам-продуктам и не могут быть исследованы высокочувствительным методом активации. Использование для этих целей других методик (метод пропускания, большой сцинтилляционный бак и др.) требует увеличения масс образцов из обогатенных изотопов до трудно достижимых размеров ( $10 \div 100$  г).

Общепринято результаты измерений и оценок сечений РЗ изотопов представлять в виде энергетической зависимости поизотопно  $\sigma(E_n)$ . Более плодотворным, нам представляется, было бы исследование зависимости сечения РЗ нейтронов изотопами от массового числа,  $\sigma(A)$ . В данной работе предлагается оценку сечений РЗ нейтронов

ядрами средних и тяжелых масс проводить только на основе числа нейтронов и протонов в ядре, не прибегая к параметрам модельных представлений ядра. Единственными входными данными являются значения сечения  $\sigma_0$  хотя бы одного изотопа исследуемого элемента.

В результате анализа наших и литературных экспериментальных данных было обнаружено, что сечения  $\sigma_0$  нейтронов ядрами стабильных изотопов одного элемента уменьшаются с увеличением атомного веса нуклида. В целях проверки этого правила нами проведены дополнительные измерения активационным методом сечений  $\sigma_0$  48 стабильных изотопов при энергии нейтронов от 0,5 до 2,2 МэВ ( $^{55}\text{In}$ ,  $^{58}\text{Fe}$ ,  $^{68}\text{Zn}$ ,  $^{71}\text{Ga}$ ,  $^{74}\text{Ge}$ ,  $^{82}\text{Se}$ ,  $^{84}\text{Sr}$ ,  $^{96}\text{Zr}$ ,  $^{98,100}\text{Mo}$ ,  $^{102,104}\text{Ru}$ ,  $^{106,110,114,116}\text{Cd}$ ,  $^{113}\text{In}$ ,  $^{116,122}\text{Sn}$ ,  $^{121,123}\text{Sb}$ ,  $^{139}\text{La}$ ,  $^{140,142}\text{Ce}$ ,  $^{146,148,150}\text{Nd}$ ,  $^{151}\text{Eu}$ ,  $^{152,154}\text{Sm}$ ,  $^{158}\text{Gd}$ ,  $^{164}\text{Dy}$ ,  $^{162,164,170}\text{Er}$ ,  $^{175}\text{Lu}$ ,  $^{173}\text{Yb}$ ,  $^{179,180}\text{Hf}$ ,  $^{185,187}\text{Re}$ ,  $^{186}\text{W}$ ,  $^{190,192}\text{Os}$ ,  $^{191,193}\text{Ir}$ ,  $^{236}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$ ).

На основании полученных данных можно сделать следующие выводы:

1. Сечения  $\sigma_0$  нейтронов ядрами зависят от избытка нейтронов относительно протонов. "Лишние", избыточные нейтроны ядра-мишени уменьшают  $\sigma_0$  и тем сильнее, чем их больше. В основу оценки сечений  $\sigma_0$  нейтронов может быть положена следующая изотопическая зависимость:

$$\sigma = \sigma_0 \cdot e^{-k\alpha}, \quad (1)$$

где  $\sigma$  - сечение  $\sigma_0$  нейтронов,  $\alpha = (N-Z)/A$  - параметр относительного избытка нейтронов,  $k$  - постоянная,  $N, Z$  - числа нейтронов и протонов ядра.

2. Сечения  $\sigma_0$  зависят от четности числа нейтронов или протонов ядра-мишени. Мы не стали усложнять формулу (1) введением поправки, учитывающей четность нуклонов ядра. Вместо этого вся область ядер была разбита по признаку четности на четыре группы:

1) четно-четные, 2) нечетно-четные, 3) четно-нечетные и 4) нечетно-нечетные ядра. Среди стабильных ядер средних и тяжелых масс четвертая группа ядер отсутствует. Проанализируем ситуацию с ядерными данными для каждой из групп.

Четно-четные ядра. Благоприятным обстоятельством при исследовании сечений  $\sigma_0$  нейтронов четно-четными ядрами является тот факт, что среди изотопов каждого элемента изотопы с минимальным и максимальным массовым числом всегда четные, а

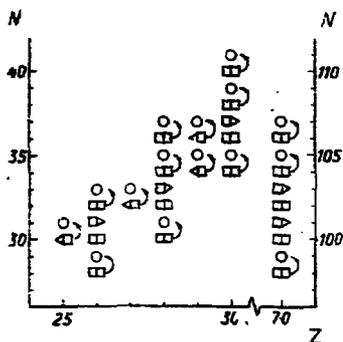


Рис. 1. Фрагмент таблицы изотопов для ядер средних масс. Обозначения стабильных ядер:  $\square$  - четно-четное,  $\triangleleft$  - нечетно-четное,  $\triangle$  - четно-нечетное. Стрелками отмечены реакции  $(n, \gamma)$  с образованием ядра-продукта в радиоактивном состоянии (O)

продукты реакции  $(n, \gamma)$  на этих изотопах всегда радиоактивные. Это хорошо видно на рис. 1, где приведен фрагмент таблицы изотопов для ядер средних масс. Стрелками отмечены реакции  $(n, \gamma)$  с образованием ядра-продукта в радиоактивном состоянии. Таким образом, для каждого элемента с четным  $Z$  методом активации можно измерить сечение РЗ нейтронов, по крайней мере, для двух изотопов, если для этого измерения нет экспериментальных препятствий (мал период полураспада, недостаточный квантовый выход и т. д.). Однако для многих четно-четных ядер конечный продукт реакции  $(n, \gamma)$  - стабильное ядро, и метод активации для них неприемлем. Экспериментальное исследование этих ядер другими методиками затруднено потребностью в обогащении мишени по данному изотопу (заметьте, для сравнения, что многие элементы с нечетным  $Z$  - моноизотопы).

Нечетно-четные ядра. Элементы этой группы ядер имеют по одному или по два стабильных изотопа. Сечения РЗ нейтронов изотопами этой группы измерены достаточно хорошо, так как в результате реакции  $(n, \gamma)$  продукт реакции всегда образуется в радиоактивном состоянии, и метод активации пригоден практически для всех ядер.

Четно-нечетные ядра. Среди всех 45 стабильных изотопов этой группы ядер нет ни одного изотопа, который мог бы образовать радиоактивный продукт реакции в результате РЗ нейтронов. Метод активации для этой группы ядер неприемлем. Данных о сечениях реакции  $(n, \gamma)$ , полученных другими методиками, очень мало.

### ВЫВОД СООТНОШЕНИЯ (1)

Для расчета сечений реакций  $(n, p)$  Эрикссон, Куузокреа и другие авторы [2] использовали выведенное на основе испарительной аппроксимации статистической теории соотношение вида:

$$\sigma = k_1 \cdot \sigma_0 \cdot e^{k_2(Q - k_3 B)}, \dots \dots \dots (2)$$

- где  $\sigma, Q$  - сечение и энергия реакции,  
 $\sigma_0$  - геометрическое сечение ядра,  
 $B$  - кулоновский барьер ядра,  
 $k_{1-3}$  - постоянные.

Применяя соотношение (2) для оценки сечений реакций  $(n, \gamma)$ , получим

$$\sigma = k_1 \cdot \sigma_0 \cdot e^{k_2 S_n}, \dots \dots \dots (3)$$

где  $S_n$  - энергия присоединения нейтрона ядром-мишенью (или энергия отрыва нейтрона от компаунд-ядра).

Для подавляющего большинства стабильных и радиоактивных изотопов параметр  $S_n$  приблизительно линейно зависит от относительного избытка нейтронов (параметр  $\alpha$ ). На рис. 2а, б представлен ход изменения энергии присоединения нейтрона от параметра  $\alpha$  для четно-четных ядер и четно-нечетных ядер. Значения  $S_n$  взяты из работ [3, 4]. Сплошными линиями соединены значения энергии связи для ядер с одинаковым  $Z$ . Ход кривых, как правило, является плавным, монотонно убывающим с ростом  $\alpha$ , почти линейным для ядер любой группы четности, за исключением ядер с магическим содержанием нуклонов и областей перестройки формы ядра. В этих местах происходит изменение наклона кривой  $S_n(\alpha)$ . Глубокие провалы в энергии присоединения нейтрона соответствуют ядрам с магическим числом нейтронов ( $N=50, 82, 126$ ). В областях перехода от сферических ядер к деформируемым ( $N=90$ ) и обратно ( $N=114$ ) монотонное убывание  $S_n(\alpha)$  также нарушается. В области с  $N=90, 92$  величина  $S_n$  не только не уменьшается с увеличением  $\alpha$ , но даже возрастает по сравнению со значениями  $S_n$  в соседних ядрах. Монотонное уменьшение  $S_n(\alpha)$  восстанавливается при дальнейшем увеличении  $\alpha$  (рис. 2в, 2г).

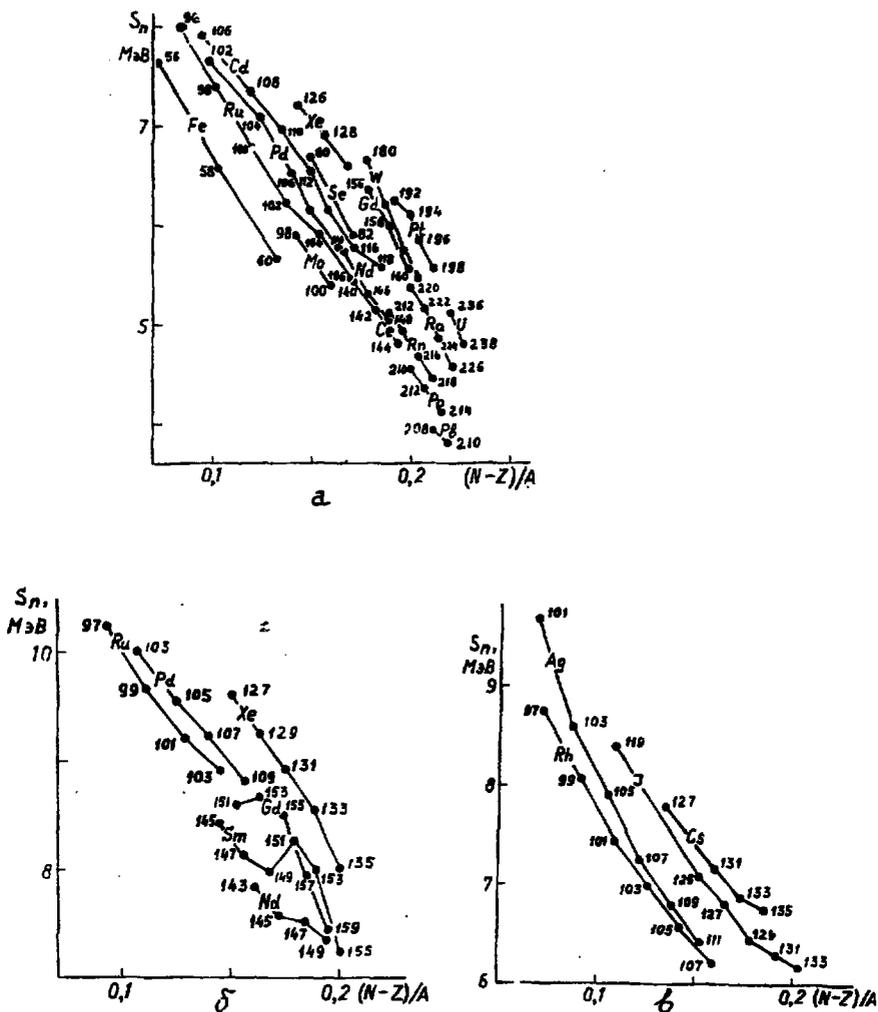


Рис.2. Зависимость энергии присоединения нейтрона ядром-мишенью от параметра нейтронного избытка ( $\alpha = (N-Z)/A$ ) а) для четно-четных ядер; б) для четно-нечетных ядер; в) для нечетно-четных ядер. Точки, принадлежавшие изотопам одного элемента, объединены ломаной линией с указанием символа элемента и массовых чисел изотопов

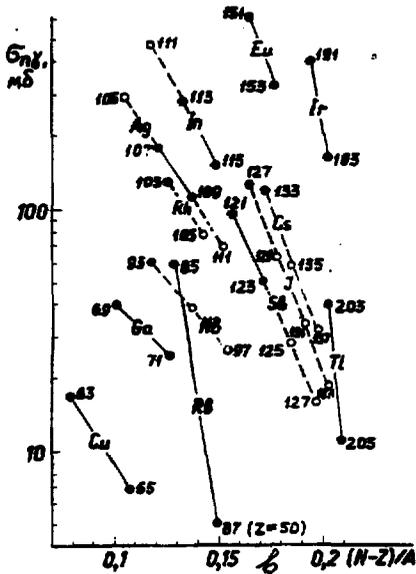
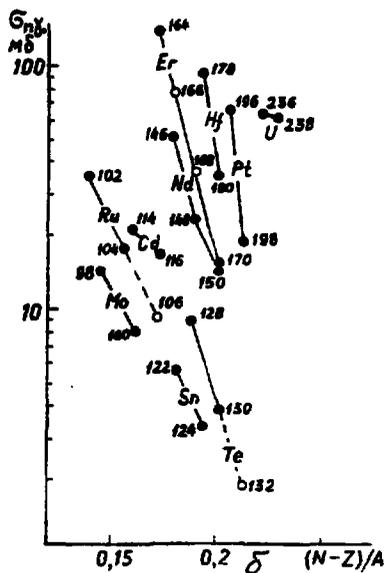
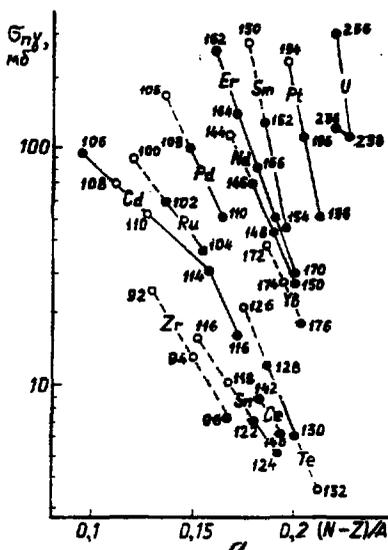


Рис. 3. Зависимость сечения РЗ нейтронов от параметра нейтронного избытка:

а) четно-четные ядра,  $E_n=0,5$  МэВ; б) то же для  $E_n=2$  МэВ; в) нечетно-четные ядра,  $E_n=0,5$  МэВ.

Данные: ● - результаты измерений и ○ - оценка автора настоящей работы. Пунктирная линия - рекомендуемый ход изотопической зависимости  $\ln \sigma_{n^0}(\alpha)$

С учетом линейной зависимости  $S_n$  от  $\alpha$  соотношение (3) примет вид:

$$\sigma_{\alpha} = \sigma_0 e^{-k\alpha}, \dots\dots\dots$$

где  $\sigma_{\alpha}$ ,  $\sigma_0$  - сечения РЗ нейтронов изотопа с параметрами нейтронного избытка  $\alpha$  и  $\alpha=0$  ( $N=Z$ ) соответственно.

Таким образом, зависимость натурального логарифма сечений РЗ нейтронов изотопами данного элемента при данной энергии нейтронов от параметра нейтронного избытка должна быть приблизительно линейной. Отметим, что аналогичная систематика для нейтронов с энергией 14 МэВ была обнаружена Левковским для реакций  $(n, p)$ ,  $(n, \alpha)$  [5]. На рис. 3а, б, в представлены экспериментальные результаты автора данной работы [6] и данные справочника [7] о сечениях реакций  $(n, \gamma)$  для четно-четных ядер при энергии нейтронов 0,5 и 2 МэВ и для нечетно-четных ядер при 0,5 МэВ. Там же на штриховых линиях приведена оценка сечений РЗ нейтронов изотопов, для которых измерения в настоящее время отсутствуют. Из рис. 2 и 3 отчетливо видна корреляция зависимостей  $S_n$  и  $\ln \sigma_{\alpha}$  от  $\alpha$ . Единственным исключением из общего правила (1) является сечение РЗ ядра  $^{236}\text{U}$ . Для этого ядра существует две версии данных: отечественная [8, 9] и зарубежная [10, 11], результаты последней в два раза выше. Учитывая надежность значения сечения РЗ нейтронов для  $^{238}\text{U}$ , следует признать, что зарубежные данные лучше описываются соотношением (1). Таким образом, сечения РЗ нейтронов изотопами одного элемента тесно связаны друг с другом. Измерение (или оценка) сечения РЗ нейтронов одного из изотопов автоматически предопределяет сечения РЗ для остальных изотопов, за исключением ядер с магическим содержанием нейтронов, а также ядер, где происходит перестройка формы ядра. Для ядер с симметричным содержанием протонов и нейтронов ( $N=Z$ ) наблюдается наибольшее различие в сечениях РЗ нейтронов. С увеличением содержания нейтронов в ядре это различие пропадает, сечения РЗ нейтроноизбыточными ядрами уменьшаются и выравниваются среди элементов, ядра как бы теряют свои индивидуальные особенности, "обезличиваются".

Использование изотопической зависимости сечений РЗ нейтронов позволяет:

- отбраковывать имеющиеся противоречивые или сомнительные данные;

- контролировать новые экспериментальные данные;
- предсказывать сечения для тех ядер, где по тем или иным причинам измерение провести трудно (стабильный продукт реакции, сечение мало, мешают интерферирующие реакции, низкий квантовый выход и т. д.);
- предсказывать сечения РЗ нейтронов радиоактивными изотопами-мишенями.

Изотопическая зависимость представляет интерес также и для формирования модельных представлений о ядре. Особая ценность изотопической зависимости состоит в том, что предсказание сечений РЗ нейтронов ядрами не требует знания схемы уровней, плотности уровней, радиационных ширин. Изотопическую зависимость можно использовать и для реакторного материаловедения. Конструкционные материалы для реакторов следует подбирать не только по механическим, тепловым, химическим свойствам, но и по ядерно-физическим характеристикам изотопов. Так материалы с наибольшим поглощением нейтронов за счет РЗ следует подбирать среди нейтронно-дефицитных ядер (лучше всего с нечетным  $Z$  из группы редкоземельных элементов). Используя изотопическую зависимость (1), можно без труда рассчитать сечение РЗ для элемента в естественной смеси изотопов, располагая лишь единственным известным сечением РЗ нейтронов стабильного (или радиоактивного!) изотопа.

#### ПРИМЕНЕНИЕ ИЗОТОПИЧЕСКОЙ ЗАВИСИМОСТИ (1) ДЛЯ ОЦЕНКИ СЕЧЕНИЙ РЗ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ ВАЖНЕЙШИМИ ПРОДУКТАМИ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР

Для выяснения вклада в поглощение нейтронов в активной зоне быстрого реактора представляет интерес оценка сечений РЗ нейтронов радиоактивными продуктами деления  $^{238}\text{U}$ , для которых нет экспериментальных данных. В качестве примера применения изотопической зависимости приведем оценку сечений РЗ нейтронов ядер  $^{95,97}\text{Nb}$ ,  $^{105}\text{Rh}$ ,  $^{106}\text{Ru}$ ,  $^{111}\text{Ag}$ ,  $^{129,131}\text{I}$ ,  $^{132}\text{Te}$ ,  $^{135}\text{Ce}$ ,  $^{144}\text{Ce}$ .

В таблице приведены рассчитанные таким образом сечения РЗ нейтронов этими ядрами и сечения реперных ( $n, \gamma$ ) реакций на стабильных изотопах элементов. На рис. 4а,б представлено сравнение расчетов сечений по формуле (1) (точки) с оценкой ENDF/B-V (пунктир), JENDL-1 (штрих-пунктир) и ФЭИ [16] (сплошная кривая) для изотопов  $^{106}\text{Ru}$ ,  $^{129}\text{I}$ ,  $^{135}\text{Cs}$  и  $^{144}\text{Ce}$ . Для изотопов

Сечения радиационного захвата нейтронов радиоактивных ядер,  
 рассчитанные по формуле (1), и сечения реперных ( $n, \gamma$ ) реакций  
 на стабильных изотопах

$E_n$ , МэВ	Изотоп - репер		Исследуемый изотоп, символ, оценка $\sigma_{n\gamma}$ , мб
	символ, $\sigma_{n\gamma}$ , мб	источник	
0,5	<sup>93</sup> Nb 60	[7]	<sup>95</sup> Nb 39 <sup>97</sup> Nb 26
1,0	30		20    13
1,5	13		9    6
0,5	<sup>103</sup> Rh 130	[7]	<sup>105</sup> Rh 78
1,0	70		45
2,0	50		32
0,5	<sup>102</sup> Ru 42 <sup>104</sup> Ru 36	Наши	<sup>106</sup> Ru 24
1,0	53    27	данные	14
1,5	25    18	[6]	11,5
2,0	35    15		8
0,5	<sup>107</sup> Ag 177 <sup>109</sup> Ag 110	[7, 12]	69
1,0	110    70		44
1,5	104    59		33
2,0	100    50		24
0,5	<sup>127</sup> I 120	[7, 13]	<sup>129</sup> I 62 <sup>131</sup> I 33
1,0	72		58    44
1,5	55		40    26
2,0	50		37    28
0,5	<sup>128</sup> Te 12 <sup>130</sup> Te 6	[7, 14]	<sup>132</sup> Te 3,6
1,0	10    4,5		2,4
1,5	9    4		2
2,0	8    3,5		1,7
0,5	<sup>133</sup> Cs 120	[7, 15]	<sup>135</sup> Cs 57
0,5	<sup>142</sup> Cs 8,5	Наши	<sup>144</sup> Ce 6
1,0	6,4	данные	5
1,5	6,5	[6]	4,5
2,0	5,9		3,6

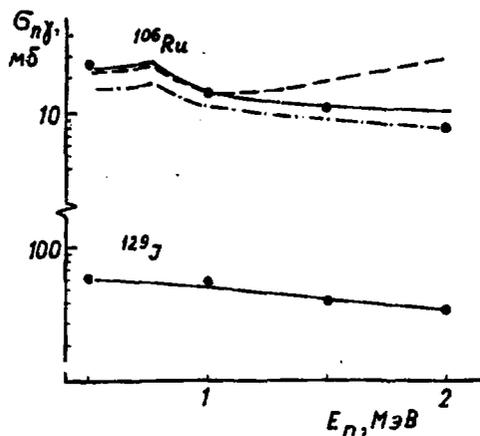
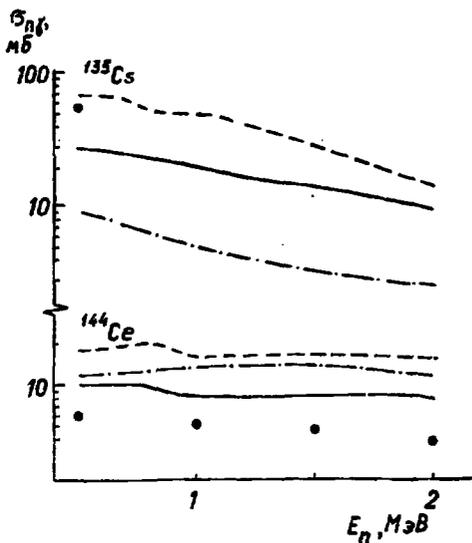


Рис. 4а. Сравнение оценок сечений РЗ нейтронов изотопами  $^{106}\text{Ru}$ ,  $^{129}\text{I}$ :-----  
 - ENDF/B - V, - - - - - JENDL-1,  
 - - - - - ФЭИ [16], ● - настоящая работа.



4б. То же для  $^{135}\text{Cs}$ ,  $^{144}\text{Ce}$ , обозначения те же, что и на рис. 4а

$^{106}\text{Rh}$  и  $^{129}\text{I}$  наша оценка согласуется с оценкой ФЭИ, для  $^{144}\text{Ce}$  наши данные на 30% ниже оценки ФЭИ и еще больше расходятся с данными других оценок, но форма кривой воспроизводится. Наша оценка сечения РЗ нейтронов энергией 0,5 МэВ ядрами  $^{135}\text{Cs}$  составляет 57 мб, что примерно вдвое превышает оценку ФЭИ и совпадает с оценкой *FNDF/B-V*.

Погрешность оцененных данных определяется индивидуально и зависит от способа оценки. Изотопическая зависимость (1) в логарифмическом масштабе имеет вид прямой линии:

$$\ln \sigma_{\alpha} = \ln \sigma_{\alpha 0} - k\alpha, \dots \dots \dots (4)$$

где  $\ln \sigma_{\alpha 0}$  и  $k$  - постоянные.

Оценку сечений или положение прямой (4) в пространстве координат  $\ln \sigma_{\alpha}$  и  $\alpha$  можно определить двумя способами:

1. По известным сечениям РЗ для двух изотопов. Если сечения реперных изотопов известны с погрешностью 10%, то сечение исследуемого изотопа соседнего с реперным будет иметь такую же погрешность.

2. По известному сечению одного изотопа и углу наклона прямой (4), который можно установить по аналогии с наклоном прямых для соседних (по  $Z$  и соответствующей группы четности) ядер. В этом случае оценке приписывается погрешность 20+30%.

#### Список литературы

1. Стависский Ю. Я., Абрамов А. И., Ваньков А. А. и др. Радиационный захват быстрых нейтронов. М.: Атомиздат, 1970.
2. Трофимов Ю. Н. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1979. Вып. 2. С. 47.
3. Кравцов В. А. Массы атомов и энергии связи ядер. М.: Атомиздат, 1974.
4. Бычков В. М., Грудзевич О. Т., Пляскин В. И. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1987. Вып. 3. С. 14.

5. Левковский В.Н. //Журнал экспериментальной и теоретической физики. 1963. Т.45. Вып.2(8). С.305.
6. Трофимов Ю.Н. //Вопросы атомной науки и техники. Сер.Ядерные константы.1987. Вып. 4. С.10.
7. Беланова Т.С., Игнатюк А.В., Пашенко А.Б., Пляскин В.И. Радиационный захват нейтронов. М.:Энергоатомиздат. 1986.
8. Толстиков В.А. //Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1986. Вып.4. С. 23.
9. Трофимов Ю.Н. //Атомная энергия. 1988. Т. 64. Вып.2.С.150.
10. Barry J.F., Bunce J.L., Perkin J.L. //Proc. Phys. Soc. 1961. V.78. N 503. P.801.
11. Stuepgia D.C., Heinrich R.R., MacLoud I.H. //J. Nucl. Energy. 1961. Parts A/B. V.15. P.200.
12. Macklin R.L. //Nucl. Sci. and Eng. 1982. V.82. P.400.
13. Стависский Ю.Я., Толстиков В.А., Кононов В.Н. //Атомная энергия. 1981. Т.10. С.158.
14. Довбенко А.Г., Колесов В.Е., Королева В.П. и др. //Атомная энергия. 1968. Т.25. С.529.
15. Macklin R.L. //Nucl. Sci. and Eng. 1982. V.81. p.418.
16. Игнатюк А.В., Кравченко И.В., Мантуров Г.Н. //Вопросы атомной науки и техники. Сер.Ядерные константы. 1987. Вып. 1. С. 3.

Статья поступила в редакцию 24 января 1989 г.

ПРИМЕНЕНИЕ КОМПЛЕКСА ПРОГРАММ BRAND ДЛЯ АНАЛИЗА  
АКТИВАЦИОННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

А. А. Андросенко, П. А. Андросенко, А. Н. Давлетшин, В. А. Толстиков

APPLICATION OF PROGRAMME SYSTEM BRAND FOR ANALYSIS OF ACTIVATION EXPERIMENT. The paper deals with the problems related to application of the programme system BRAND modelling the processes of neutron radiation transport in the Monte-Carlo method, for the analysis of experimental results on measuring cross-section in the activation method. The calculation results of corrections for neutron scattering in air, in an activated specimen, which are compared with the results by other authors, are included. Consideration is given to the problem of sufficient statistical accuracy of the calculation results obtained, a criterion of selection on the basis of the calculation results analysis has been suggested and validated.

ВВЕДЕНИЕ

Основным источником систематических погрешностей, содержащихся в экспериментальных данных, является отличие математической модели эксперимента от реальных условий эксперимента. Это противоречие разрешается путем либо совершенствования математической модели, либо совершенствования методики эксперимента, либо введения поправок к результатам эксперимента, определенных расчетным или экспериментальным способом. Чаще всего применяется введение поправок в результаты эксперимента, поскольку для каждой конкретной методики измерений все возможности совершенствования модели и методики почти исчерпываются на первоначальном этапе разработки.

При этом имеется тенденция заменить эксперимент расчетом. Это связано с тем, что необходимость в дальнейшем повышении точности экспериментальных данных приводит к увеличению затрат

времени на эксперимент: время, затрачиваемое на измерение поправок, в несколько раз больше, чем на измерение основной величины. С другой стороны, с развитием методов расчета, константных библиотек, увеличением быстродействия ЭВМ появилась возможность не только вполне полноценно заменить эксперимент расчетом, но и решать такие проблемы, которые экспериментальным путем решить невозможно.

Очевидно, что необходимо использовать такие математические методы, которые позволяют решать уравнения, описывающие не отдельные особенности эксперимента, а эксперимент в целом. Наиболее эффективным с этой точки зрения является метод Монте-Карло (ММК), так как он позволяет, в принципе, получать решения уравнения переноса излучения для произвольных конфигураций экспериментальных установок. Недавно был создан комплекс программ *BRAND*, предназначенный для моделирования процессов переноса нейтронного, первичного и вторичного гамма-излучений [1-3]. Отметим, что используются и другие методы решения подобных задач [4]. Комплекс *BRAND* уже нашел применение для моделирования разнообразных нейтронно-физических экспериментов [5,6].

Ниже обсуждаются вопросы, связанные с использованием комплекса программ *BRAND* при анализе результатов активационных экспериментов. Полученный методический опыт, по-видимому, может оказаться полезным и при использовании комплекса для анализа других типов экспериментов. На наш взгляд, такое обсуждение желательно и потому, что универсальность комплекса позволяет находить такие варианты применения, которые авторы первоначально не предполагали.

#### ТЕСТИРОВАНИЕ ПРОГРАММЫ

Комплекс *BRAND* имеет широкие возможности для моделирования физического эксперимента. В наших расчетах использовалась аксиально-симметричная геометрия: геометрическая область состоит из набора коаксиальных цилиндров, пересеченных плоскостями, перпендикулярными оси симметрии. Вся экспериментальная сборка представляется в виде набора геометрических зон, под которыми понимаются области, ограниченные парой соседних цилиндров и парой соседних плоскостей. В каждой зоне заданы

изотопный состав и концентрации ядер соответствующих изотопов. Источником нейтронов являлись реакции  $T(p, n)$  или  ${}^7Li(p, n)$ . Детекторы (активируемые образцы) имели цилиндрическую форму.

Имеется возможность оценивать для детектора (или нескольких детекторов одновременно) различные функционалы от плотности столкновений, причем отдельно для нерассеянных (прямых) и рассеянных нейтронов. Запишем выражения (только для нерассеянных нейтронов) для тех функционалов, которые были использованы в наших расчетах, одновременно поясняя связь между ними.

1. Вероятность радиационного захвата нейтрона в детекторе:

$$P_{оз} = \int_{\Delta\Omega_g} \int_{\Delta E_g} N(\Omega, E) \cdot T_{\Sigma}(\Omega, E) \cdot \frac{\sigma_c(E)}{\sigma_t(E)} \left[ 1 - \exp(-n\sigma_t(E) \cdot x(\Omega)) \right] dEd\Omega \int_{\Omega E} n(\Omega, E) dEd\Omega. \quad (1)$$

Здесь  $\Delta\Omega, \Delta\Omega_g$  - интервалы телесных углов для нейтронов, вылетающих из источника и попадающих в детектор;

$\Delta E, \Delta E_g$  - интервалы энергий нейтронов для источника и детектора;

$N(\Omega, E)$  - спектр нейтронов из источника;

$T_{\Sigma}(\Omega, E)$  - пропускание для элементов конструкции, находящихся между точкой вылета нейтрона и точкой ее попадания в детектор;

$\sigma_t(E), \sigma_c(E)$  - сечения (полное и радиационного захвата) для ядер детектора;

$n$  - концентрация ядер;

$x(\Omega)$  - длина пути нейтрона в детекторе.

Величину  $P_{оз}$  принято называть абсолютной эффективностью детектора  $\nu$ , которую можно представить в виде произведения

$$P_{оз} = \nu = P_{поп} \cdot P_{вз}, \quad (2)$$

где  $P_{поп}$  - вероятность попасть в детектор,

$P_{вз}$  - вероятность взаимодействия (захвата) нейтрона в детекторе, которую обычно называют относительной эффективностью детектора  $\epsilon$ .

## 2. Поток по детектору

$$P_{05} = \int_{\Delta\Omega} \int_{g} \int_{E} N(\Omega, E) \cdot T_{\Sigma}(\Omega, E) \cdot x(\Omega) dE d\Omega / \iint_{\Omega E} N(\Omega, E) dE d\Omega = P_{\text{поп}} \cdot \bar{x}. \quad (3)$$

Здесь  $\bar{x}$  - средняя геометрическая длина пути прямых нейтронов в детекторе.

## 3. Поток по передней поверхности детектора (локальная оценка):

$$P_o^{\text{лок}} = \int_{g} \int_{E} \int_{\Delta\Omega} N(\Omega, E) \cdot T_{\Sigma}(\Omega, E) dE d\Omega / S \cdot \iint_{\Omega E} N(\Omega, E) dE d\Omega = P_{\text{поп}} \cdot \bar{x}, \quad (4)$$

где  $S$  - площадь поверхности детектора (круг радиуса  $r$ ).

Тестирование, в основном, было направлено на изучение возможностей использования комплекса *BRAND* дляборок малой массы (1-20 г, что соответствует  $(0,01 \div 0,2) \cdot 10^{24}$  ядер). Были проведены расчеты дляборок, результаты расчета для которых можно достаточно точно предсказать (пропускание для малых толщин и т.п.). Согласно получено удовлетворительное или хорошее. Опробованы библиотеки констант *NEDAM* и *БНАБ* и их комбинации, изучено их влияние на результаты расчета. Проведено сравнение результатов расчетов пропускания ММК с оценками пропускания, полученными с использованием полных сечений из библиотеки *ENDF/B-5*. Согласно в большинстве случаев удовлетворительное. Что касается сечений радиационного захвата, то вопрос о существенности различий в данных из библиотеки *ENDF/B-5* и библиотек, используемых в *BRAND*, должен рассматриваться для каждого детектора особо.

Приведем результаты тестового расчета относительной эффективности  $\epsilon$  для цилиндрического образца, т.е. вероятности активации образца нейтроном, попавшим в образец. Рассчитать величину  $\epsilon$  непосредственно возможности нет. Однако ее можно вычислить по результатам расчета двух различных функционалов для рассматриваемого детектора, исходя из (2) и (3), получаем соотношение:

$$\epsilon = \frac{P_{03}}{P_{05}} \bar{x}. \quad (5)$$

Оценку значения  $\epsilon$  можно вычислить по формуле:

$$\epsilon = \frac{\sigma_c}{\sigma_t} (1 - e^{-n\sigma_t \bar{x}}). \quad (6)$$

Это выражение справедливо для плоскопараллельного пучка, но при использованных размерах образца, расстоянии до источника и степени неизотропности источника нейтронов оно дает достаточно точный результат, что следует из сравнения с результатами расчета по ММК.

Энергия попадающих в образец нейтронов из реакции  $T(p, n)$  310+340 кэВ в пределах телесного угла образца. Расчет проведен для образца из  $U_{308}$  (урана-238). Радиус образца  $r=1$  см, толщина  $h=0,1521$  см,  $n_u=0,00499 \cdot 10^{24}$  см<sup>-3</sup>,  $\sigma_t=9,881$  б,  $\sigma_c/\sigma_t=0,01331$  (библиотека *NEDAM*), расстояние от источника до образца равно 5 см. Из независимых численных расчетов для данного образца определено:  $x=1,019 \bar{x}$ . По формуле (6) получаем:  $\epsilon=0,976 \cdot 10^{-4}$ . Из расчетов ММК имеем:  $\epsilon=0,978 \cdot 10^{-4} \pm 1,4\%$ .

#### СРАВНЕНИЕ С РЕЗУЛЬТАТАМИ ДРУГИХ АВТОРОВ

Чтобы наглядно продемонстрировать возможности комплекса *BRAND* и одновременно получить информацию, полезную для дальнейших исследований, нужно было выбрать работы, описывающие эксперимент по измерению сечений активационным методом, в которых был использован ММК для расчета поправок на влияние рассеянных нейтронов. При этом комплекс *BRAND* должен быть применим для проведения таких расчетов (ограничения имеются из-за изотопного состава библиотек констант).

Этим условиям удовлетворяет работа [7], в которой активационным методом измерено сечение радиационного захвата нейтронов золотом-197, и вычислены или измерены несколько поправок на рассеяние нейтронов. Имеющаяся в работе информация об экспериментальной установке такова, что есть возможность провести расчет только для двух эффектов: рассеяние нейтронов в образце и в окружающем воздухе. Результаты этих расчетов приведены ниже. Отметим, что в работе [7] первый эффект рассчитан ММК, а метод расчета для второго не указан.

### Рассеяние нейтронов в образце

Экспериментальная сборка состоит из цилиндрического образца из золота (радиус - 0,8 см, толщина - 0,005 см,  $5,7 \cdot 10^{20}$  ядер). Источник нейтронов (диаметр 0,6 см) из реакции  $T(p, n)^3\text{He}$  расположен на расстоянии 5 см от образца. Число моделируемых историй 160000.

Из результатов расчета функционалов типа (1) используются величины:  $P_0$  - вероятность взаимодействия (радиационного захвата) прямых нейтронов,  $P_1$  - вероятность взаимодействия однократно рассеянных нейтронов,  $P_m$  - вероятность взаимодействия многократно рассеянных нейтронов и соответствующие погрешности  $\delta P_0$ ,  $\delta P_1$ ,  $\delta P_m$ . Обычно по этим данным вычисляется поправка  $A_\gamma$  на активацию образца рассеянными нейтронами

$$A = \frac{P_0}{P_0 + P_1 + P_m} \quad (7)$$

и ее погрешность. В данном случае результаты расчетов представлены в виде величины

$$\delta A = \frac{P_1 + P_m}{P_0} \quad (8)$$

т.е. так, как это сделано в работе [7].

На рис. 1 представлены результаты наших расчетов и из работы [7]. Рядом расположенные точки есть результаты расчетов при различных последовательностях случайных чисел. Ясно, что результаты расчетов из сравниваемых работ совпадают.

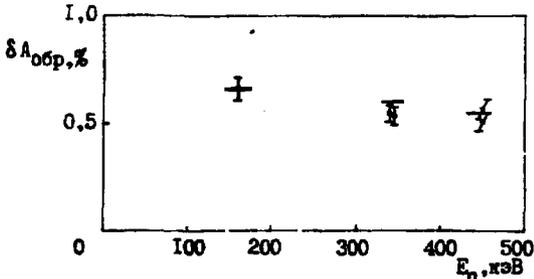


Рис. 1. Поправка образца на активацию образца из золота нейтронами, рассеянными в образце.  $\pm$  - настоящая работа, — [7].

### Рассеяние нейтронов в воздухе

В этой серии расчетов к описанной выше экспериментальной сборке был доставлен объем, содержащий воздух при атмосферном давлении, окружающий источник и образец со всех сторон. Предварительно были проведены расчеты с целью определить размеры объема, из которого рассеянные в воздухе нейтроны дают вклад в дополнительную активацию образца. Полученная оценка:  $20 \pm 30$  л ( $1,1 \pm 1,6 \cdot 10^{24}$  ядер) при симметричном расположении экспериментальной сборки внутри объема.

Процедура получения результатов подобна описанной выше. Так как расчет для описываемой экспериментальной сборки дает суммарный эффект от нейтронов, рассеянных в воздухе и образце, то эффект от нейтронов, рассеянных в воздухе, получается как разность результатов данного и описанного выше расчетов. По этой причине погрешности больше, чем в предыдущем случае.

На рис. 2 приведены результаты из работы [7] и полученные нами величины поправок. Наши данные по величине в  $\approx 20$  раз меньше поправок из работы [7], энергетические зависимости близки. Учитывая имеющийся обширный опыт использования комплекса *EGAND* и его библиотек констант, нет оснований сомневаться в правильности полученных результатов. Следовательно, из проведенного сравнения следует вывод, что в работе [7] использована завышенная поправка на нейтроны, рассеянные в воздухе. Видимо, причина в том, что она была рассчитана методом, дающим весьма приблизительные результаты.

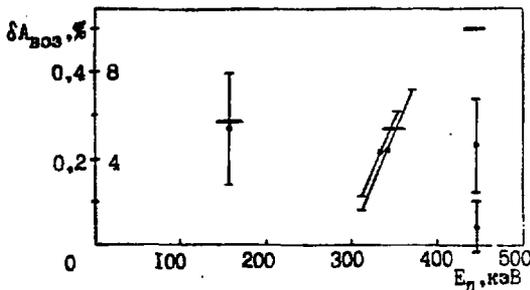


Рис. 2. Поправка на активацию образца из золота нейтронами, рассеянными в окружающем воздухе.  $\dagger$  — настоящая работа (левая шкала), ———— — [7] (правая шкала)

## АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТА

Существенная особенность рассматриваемого метода моделирования эксперимента состоит в том, что получаемый результат есть случайная величина. Поэтому, на наш взгляд, при проведении расчетов ММЕ отношение к методике использования комплекса *BRAND* и интерпретации результатов должно быть таким же, как при проведении реальных экспериментов. Естественно, учитывая, что имеются свои особенности, и полной аналогии нет.

Первичными результатами расчета являются вероятности взаимодействия и их случайные погрешности (см. предыдущий раздел), т. е. информация более полная, чем в физическом эксперименте. Но к этим данным о погрешностях, по аналогии с экспериментом, следует относиться так: окончательные суждения о случайных погрешностях результатов расчета можно высказать лишь после обработки и анализа всей информации о проведенных расчетах.

При таком подходе необходимо проводить несколько расчетов одной и той же величины с различными последовательностями случайных чисел, что обеспечит получение статистически независимых результатов.

В комплексе *BRAND* предусмотрен способ создания таких условий расчета: пропуск произвольного числа случайных чисел перед началом расчета. Однако его использование показало, что получающийся разброс значений вероятностей  $P$  мал по сравнению с  $\delta P$ . Поэтому был использован другой прием: в подпрограмму, моделирующую историю нейтрона, был вставлен цикл, пропускающий фиксированное число случайных чисел при прохождении данного участка подпрограммы. Цикл находится в одном из трех возможных положений, что вместе с исходной подпрограммой обеспечивает получение четырех статистически независимых результатов расчета. Было показано, что результаты расчета не зависят (в пределах погрешностей) от наличия этих вставок или места их расположения.

Результаты, рассматриваемые в данном разделе, относятся к экспериментальной сборке, использованной в измерениях сечения радиационного захвата нейтронов в золоте-197 и уране-238 [8]. Масса сборки 20 г, конфигурация сборки состоит из 120 геометрических зон, химический состав - 9 элементов. Источник нейтронов - реакция  $T(p, n)^3\text{He}$ , средняя энергия нейтронов 350 кэВ.

Результатом расчета является величина  $A_y$ , вычисленная по формуле (7), и ее погрешность. Детекторы расположены на расстоянии 4 см от источника вплотную друг к другу. Результаты для обоих детекторов получаются в одном расчете: алгоритм составлен так, что объявление геометрической зоны еще одним детектором не влияет на результат для ранее имевшихся детекторов.

При проведении расчетов требуется подобрать условия проведения расчета МК. Минимальные значения параметров розыгрыша одной истории (диапазон изменения веса  $W$  и максимальное число рассеяний  $J$ ) подбираются, исходя из отсутствия смещения результата при их дальнейшем увеличении. Вопрос о достаточной статистике (число разыгрываемых историй) оказывается сложнее. Покажем, как решался этот вопрос на примере.

В таблице приведены условия проведения 3-х серий расчетов (каждая серия дает 4 значения, которые затем усредняются).

#### Варианты расчета поправки на рассеянные нейтроны

Вариант	ЭВМ	$W$	$J$	$t(t_{6;0,975}=2,45)$	
				$^{197}\text{Au}$	$^{238}\text{U}$
1	БЭСМ-6	$10^6$	15	2,96	-0,03
2	БЭСМ-6	$10^9$	55		
3	ЕС-1061	$10^9$	55	-0,47	0,07

Получаемые результаты должны заменить экспериментально получаемые данные, поэтому естественно было выбрать число историй таким, чтобы статистическая точность результата была близкой к погрешности поправки  $A_y$ , определенной из экспериментальных данных:  $1,6 \pm 2,8\%$ . Такую точность обеспечивает статистика  $4 \times 16000$  историй.

В большинстве случаев результаты расчета нельзя проконтролировать каким-либо независимым способом. Если сделать естественное предположение, что полученные результаты (величин  $x_i$  и их погрешности  $\Delta x_i$ ) содержат достоверную информацию, то можно предложить такую процедуру контроля: вычислить для полученных

выборки значения среднего арифметического  $\bar{x}$ , средневзвешенного  $\bar{x}_W$  (вес  $W=1(\Delta x_i)^2$ ) и их погрешности  $\Delta \bar{x}$ ,  $\Delta \bar{x}_W$  и сравнить их. Следует ожидать, что  $\bar{x} \approx \bar{x}_W$ ,  $\Delta \bar{x} \approx \Delta \bar{x}_W$ , так как  $(\Delta x_i)^2$  есть оценки дисперсии распределения случайных величин  $x_i$ . Выполнение этих соотношений служит подтверждением сделанного предположения и надежности полученных результатов. Заметим, что в нашем случае возможны две процедуры усреднения:

1. Усреднить значения вероятностей и использовать усредненные значения для вычисления  $\bar{x}$ ,  $\bar{x}_W$  по формуле (7).
2. Вычислить поправки  $A_{\gamma i}$  ( $i=1,2,3,4$ ) по формуле (7) и их погрешности, и затем провести усреднения. Обе процедуры были использованы.

На рис.3,4 изображены результаты для каждого из трех вариантов (точки, расположенные за пределами выделенных штриховыми линиями областей). Так же показан результат усреднения для 3-х вариантов вместе (192000 историй). Отметим два свойства полученных результатов:

1. Всегда  $\bar{x} < \bar{x}_W$ ,  $\Delta \bar{x} > \Delta \bar{x}_W$ .
2. Практически всегда  $\bar{x}$  в большинстве случаев  $\Delta \bar{x}$  не зависят от процедуры усреднения. Из этого следует, что предпочтительнее использовать как результат расчета величину  $\bar{x} \pm \Delta \bar{x}$ .

Любой из 3-х результатов для обоих детекторов удовлетворителен с точки зрения статистической точности, но используя значение поправки для золота либо 1-го, либо 3-го вариантов, получим значения сечений, различающиеся на 7%, что, конечно, недопустимо. В правой части таблицы приведены результаты проверки гипотезы о равенстве двух средних значений (сравнение проводилось со 2-м вариантом), используя  $t$ -критерий (распределение Стьюдента): гипотеза принимается, если  $|t| < t_{6;0,975}$ . То, что для варианта 1 для золотого образца гипотеза отвергнута, объясняется, видимо, тем, что величины  $W$ ,  $J$  для этого варианта близки к минимально допустимым значениям. Из сравнения 2-го и 3-го вариантов следует, что результаты для разных ЭВМ, использующих различные процедуры для равномерно распределенных случайных чисел, совпадают.

Основной вывод из проведенных расчетов - статистика недостаточна, поэтому расчеты были повторены при увеличении числа историй в 10 раз. На рис. 3, 4 результаты этих расчетов расположены в пределах областей, ограниченных штриховой линией (часть результатов не нанесена, чтобы не загромождать графики). Видно, что с увеличением статистики, т.е. с уточнением оценок рассчитываемых функционалов и их погрешностей, значения  $\bar{x}$  и  $\bar{x}_M$ ,  $\Delta\bar{x}$  и  $\Delta\bar{x}_M$ , как и ожидалось, сближаются. Разброс результатов различных вариантов уменьшился: при использовании полученных поправок на рассеянные нейтроны сечения будут различаться не более, чем на 1,1%.

По-видимому, выбор необходимого числа историй нужно производить следующим образом: если известна требуемая погрешность результата расчета  $\Delta$ , то результат расчета  $\bar{x}$  должен иметь погрешность  $\Delta\bar{x} \approx \Delta/3$ . В этом случае рассчитываемая величина будет накрыта интервалом  $(\bar{x}-\Delta, \bar{x}+\Delta)$ .

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Возможности использования комплекса программ *BRAND* для анализа активационных экспериментов не ограничиваются приведенными примерами. Можно указать следующие области использования комплекса:

1. Расчет величин, необходимых при обработке эксперимента.
2. Моделирование будущих экспериментов с целью выбора оптимальных вариантов конструкций и условий эксперимента.
3. Анализ экспериментов других авторов с целью получить информацию о надежности полученных результатов, а при наличии достаточной исходной информации и расчет соответствующих поправок.

Исходя из имеющихся потребностей анализа различных экспериментов, укажем актуальные направления совершенствования комплекса *BRAND*:

1. Возможность оценивать отдельно вклад рассеянных нейтронов в детектор от выбранной геометрической зоны.
2. Неравномерное распределение интенсивности источника по площади.
3. Включение в число реакций в детекторе реакции  $(n, 2n)$ .
4. Расширение библиотеки констант (в частности,  ${}^{65}_{2n}$ ,  ${}^{127}_{1}$ ,  ${}^{115}_{1n}$ ,  ${}^{237}_{Np}$ ) и замена информации в ней на более современную.

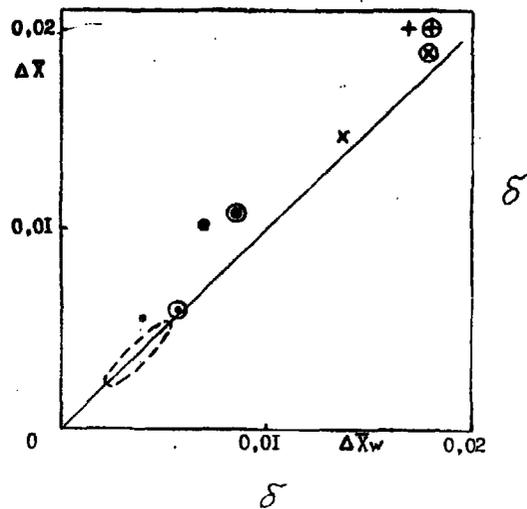
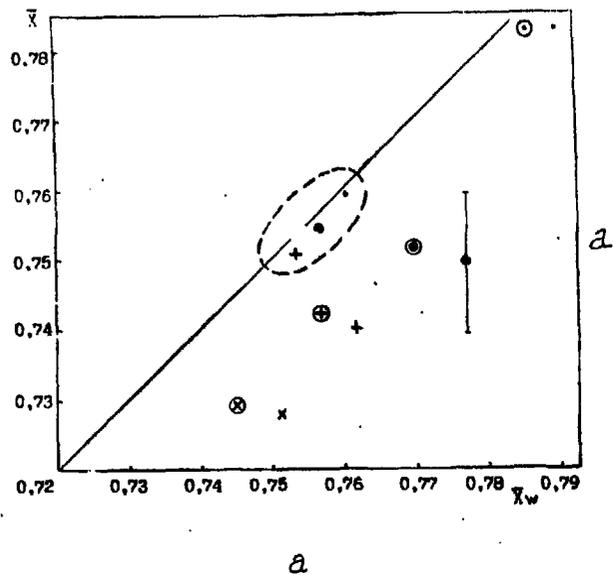


Рис. 3. Результаты расчета поправки на рассеяние нейтроны для образца из золота:  
 а) средние значения, б) погрешности. Обозначения:  $\cdot$  - вариант 1,  $\times$  - вариант 2,  $+$  - вариант 3,  $\circ$  - три варианта вместе. Наличие знака  $\circ$  означает усреднение поправкой  $\Delta$ , отсутствие - усреднение вероятностей  $P_i$

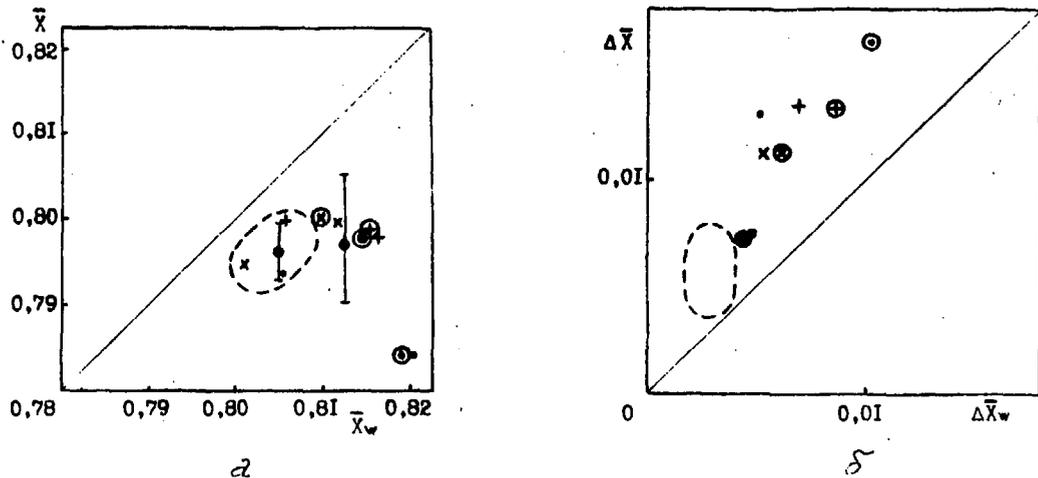


Рис. 4. Результаты расчета поправки на рассеянные нейтроны для образца из  $^{238}\text{U}_3\text{O}_8$ . Пояснения см. под рис. 3

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Андросенко А. А., Андросенко П. А. Комплекс программ *BRAND*. Часть 1. Подготовка общей информации, задание источника и геометрии системы: Препринт ФЭИ-1486. Обнинск, 1983.
2. Андросенко А. А., Андросенко П. А. Комплекс программ *BRAND*. Часть 2. Подготовка исходной информации для разделов детектора и константного обеспечения: Препринт ФЭИ-1635. Обнинск, 1984.
3. Андросенко А. А., Андросенко П. А. //Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика и техника ядерных реакторов. 1985. Вып. 7. С. 33.
4. Душин В. Н. Учет эффектов конечной геометрии в нейтронно-физическом эксперименте. Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. Ленинград, 1982.
5. Андросенко А. А., Андросенко П. А., Казаков Л. Е. и др. Расчет вклада многократных взаимодействий в эффективность нейтронных детекторов: Препринт ФЭИ-1777. Обнинск, 1986.
6. Лычагин А. А., Симаков С. П., Левкин Б. В. и др. //Ядерная физика. 1987. Т. 45. Вып. 5. С. 1226.
7. Fort E., Le Rigoleur C. Capture cross section of Au-197 between 10 KeV and 500 keV. Nuclear cross sections and technology //Proc. of the 4th Conf., March 3-5, 1975)/NSS-SP-425. 1975. V. 2. P. 951.
8. Давлетшин А. Н., Типунков А. О., Тихонов С. В., Толстиков В. А. //Атомная энергия. 1980. Т. 48. Вып. 2. С. 87.

Статья поступила в редакцию 19 января 1989 г.

НЕЙТРОННЫЕ СЕЧЕНИЯ И СИЛОВЫЕ ФУНКЦИИ ИЗОТОПОВ  
ОЛОВА В МЕТОДЕ СВЯЗИ МНОГИХ КАНАЛОВ

В. Г. Прохоров, В. Н. Кононов, В. М. Тимохов, Е. Л. Трыков

NEUTRON CROSS-SECTIONS AND STRENGTH FUNCTIONS FOR TIN ISOTOPES IN MULTI-CHANNEL COUPLING MODEL. Multi-channel coupling model was used for analysis of the low-energy neutron strength functions and cross-sections for  $^{116, 118, 120}\text{Sn}$  isotopes. The inclusion of neutron inelastic scattering channels with excitation of low-lying collective states into the coupling scheme gives the possibility of description of the experimental data without introducing of the strong energy dependence of the parameters.

В работе [1] в рамках сферической оптической модели (СОМ) для изотопов олова проведен анализ полных сечений и силовых функций для  $s$ -,  $p$ - и  $d$ -нейтронов с начальной энергией от 0,02 до 3 МэВ. Получено удовлетворительное описание полных сечений в рассмотренном интервале энергий. Хорошее согласие наблюдается между определенными в эксперименте средними и полученными в СОМ при  $E_n = 0,1$  МэВ локальными нейтронными силовыми функциями. Характерными особенностями найденного в [1] и близкого к определенным при более высоких энергиях [2] потенциала является более сильная, по сравнению с глобальными потенциалами, изотопическая зависимость глубин действительной части, резкое изменение мнимой части с энергией. Высказывались предположения, что такая зависимость может быть обусловлена сильной связью упругого канала с низколежащими открытыми и закрытыми каналами неупругого рассеяния, представляющими собой нуклон в непрерывном спектре или связанном состоянии, и ядро-мишень в возбужденном состоянии коллективной природы.

Метод сильной связи каналов (МССК) [3] позволяет явно рассмотреть связь таких каналов и улучшить описание сечений, содержащих заметный вклад прямых процессов, а также силовых функций для нейтронов низких энергий [4,5]. Традиционно учитывается связь упругого с одним или несколькими каналами неупругого рассеяния, а влияние других каналов учитывается, как и в СМ, введением мнимой части оптического потенциала. При этом поглощение, моделируемое мнимой частью потенциала и учитывающее влияние нерассматриваемых явно каналов, берется одинаковым и независимым от спина и четности канала. Очевидно, что такое приближение является неплохим при высоких энергиях, когда число неучтенных явно открытых каналов становится большим. При низких энергиях основную роль играют закрытые каналы неупругого рассеяния (связанные конфигурации в континууме), вклад которых проявляется в виде резонансов в рассчитываемых сечениях. Так как число рассматриваемых открытых каналов, которые отличаются спином и четностью и вносят заметный вклад в сечения, оказывается небольшим, а входные состояния моделируемые, в МССК при малых энергиях нейтронов обладают вполне определенными квантовыми числами, то можно ожидать, что мнимая часть оптического потенциала в МССК, описывающая вклад неучтенных явно каналов, должна заметно зависеть от энергии, спина и четности нуклона в рассматриваемом канале.

В работе [6] проведены расчеты нейтронных сечений и силовых функций для  $^{56}\text{Fe}$ ,  $^{58}\text{Ni}$  и  $^{208}\text{Pb}$  в методе связи многих каналов (МСМГ). В этом подходе, в отличие от МССК, учитывается достаточно полный спектр низколежащих коллективных возбуждений различной мультипольности, например, все низколежащие сильные однофононные возбуждения в четно-четных сферических ядрах. Это позволяет получить хорошее описание наблюдаемых сечений и силовых функций канала упругого рассеяния для низкоэнергетичных нейтронов. Минимая часть оптического потенциала при этом выбирается небольшой ( $M_5 \approx \text{сотен кэВ}$ ) и служит, в основном, для учета влияния на упругий канал слабосвязанных с ним и не рассматриваемых явно неупругих и для усреднения сечений. Расчеты показали, что уже учет первых 12 низколежащих однофононных возбуждений в  $^{208}\text{Pb}$  позволяет получить удовлетворительное описание сечений для нейтронов с энергией до

5 МэВ при  $W_s \approx 0,1$  МэВ. Это показывает, что основной компонент структуры нейтронных резонансов в  $^{208}\text{Pb}$  представляет собой однофононное возбуждение ядра-мишени и нейтрон в связанном состоянии. Описание силовых функций и сечений для нейтронов низких энергий на  $^{56}\text{Fe}$  и  $^{58}\text{Ni}$  потребовало учета связи с каналами возбуждения состояний двухфононной природы, что приводит к сглаживанию структур в сечениях. Переходные потенциалы двухфононных возбуждений строились в рамках простейшей модели гармонического вибратора. Более реалистичное рассмотрение связи между каналами, учитывающее смешивание одно- и двухфононных компонент, очевидно, приведет к дальнейшему сглаживанию структур в сечениях.

Изотопы железа и никеля принадлежат к группе ядер, имеющих максимум  $s$ - и  $d$ - и минимум  $p$ -нейтронной силовой функции, и широкие структуры в средних сечениях, обусловленные проявлением входных состояний. Изотопы олова, ядра магического по числу протонов, напротив, расположены в области минимума  $s$ - и  $d$ -максимума и  $p$ -нейтронной силовой функции и имеют достаточно гладкие средние сечения. Кроме того, нижайшие возбужденные состояния в изотопах олова обладают менее выраженными коллективными свойствами, чем в ядрах области железа. Поэтому учитывая, что описание, полученное в СМ, несмотря на введение сильных энергетических зависимостей параметров, не является идеальным, нами были проведены расчеты полных сечений, сечений упругого и неупругого рассеяния с возбуждением отдельных уровней, угловых распределений и нейтронных силовых функций в рамках МСМК.

#### ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ И ПАРАМЕТРЫ РАСЧЕТОВ

Связь многих каналов основан на решении системы уравнений Шредингера, которая для четно-четных состояний с вибрационным спектром возбуждений принимает вид

$$\left[ \frac{\partial^2}{\partial r^2} - \frac{l(l+1)}{r^2} + \frac{2\mu}{\hbar^2} V_{JJ}(r) + K_i^2 \right] f_{iJJ}(r) =$$

$$= \frac{2\mu}{\hbar^2} \sum_{i'J'J''} V_{i'J'J''}^{JJ}(r) f_{i'J'J''}(r). \quad (1)$$

Здесь использованы стандартные обозначения:

$f_{ijIJ}(r)$  - радиальная волновая функция нуклона в канале,

$V_{IJ}^J(r)$  - потенциал, включающий среднее поле, спин-орбитальную часть и малую мнимую добавку, обеспечивающую усреднение сечений,

$V_{ijI, i' I' J' I'}^J(r)$  - переходной потенциал, связывающий каналы.

Как уже отмечалось, отличие МСМК от обычных уравнений связи каналов заключается в попытке явно учесть все каналы, открытые и закрытые, которые вносят заметный вклад в мнимую часть оптического потенциала при данной энергии. Используемая при этом мнимая часть ( $W_s \approx 10$  кэВ) служит для усреднения сечений и учета большого числа открытых и закрытых каналов, слабо связанных с упругим, или закрытых каналов, сильно связанных, но полюсные вклады от которых расположены далеко по энергии. Переходные потенциалы, осуществляющие связь каналов, могут быть получены из полумикроскопических расчетов переходных плотностей или из анализа экспериментальных данных в процессах, где прямой механизм реакций играет основную роль.

В этом случае переходной потенциал, связывающий канал упругого и неупругого рассеяния с возбуждением однофононного состояния в четно-четном сферическом ядре, может быть представлен с форм-фактором, хорошо известным в феноменологической коллективной модели:

$$F_{\lambda}(r) = \frac{\beta_{\lambda}}{\sqrt{2\lambda+1}} R_0 \frac{\partial V(r)}{\partial r},$$

где  $V(r)$  - действительная часть оптического потенциала,

$R_0$  - радиус ядра,

$\beta_{\lambda}$  - среднеквадратичный параметр динамической деформации ядра в однофононном возбужденном состоянии мультипольности  $\lambda$ .

Связь с каналами возбуждений двухфононной природы вводилась в приближении модели гармонического вибратора.

Расчеты полного, упругого и неупругого сечений, угловых распределений, а также нейтронных силовых функций для  $s$ -,  $p$ - и  $d$ -волн в МСМК были проведены нами для изотопов  $^{116}\text{Sn}$ ,  $^{118}\text{Sn}$  и  $^{120}\text{Sn}$  в области энергий нейтронов от 0,02 до 5 МэВ. Выбор изотопов обусловлен тем, что спектроскопические характеристики низколежащих возбужденных состояний (энергии, спины четности, среднеквадратичные параметры деформации) этих ядер хорошо известны [7]. Обычно учитывалась связь с 8 низколежащими однофоновными состояниями и триплетом двухфоновных состояний  $0^+$ ,  $2^+$ ,  $4^+$ , построенном из однофоновных компонент состояния  $2_1^+$ .

Спектроскопические характеристики состояний, использованные в расчетах для  $^{120}\text{Sn}$ , приведены в таблице. Все расчеты проводились с фиксированными геометрическими параметрами центральной части оптического потенциала:  $r_o = r_s = 1,26$  фм,  $a_o = 0,58$  фм,  $a_s = 0,40$  фм, спин-орбитальной части оптического потенциала:  $r_{so} = 1,26$  фм,  $\alpha_{so} = 0,58$  фм,  $V_{so} = 5,5$  МэВ и глубиной мнимой части поверхности ядра  $W_s = 0,6$  МэВ для  $^{116}\text{Sn}$  и  $^{118}\text{Sn}$  и  $W_s = 0,5$  МэВ для  $^{120}\text{Sn}$ . Глубина действительной части подбиралась для каждого изотопа такой, чтобы наилучшим образом описать наблюдаемые величины в интервале энергий нейтронов 0,02+2,0 МэВ и была взята равной:  $V_o = 47,12$  МэВ для  $^{116}\text{Sn}$ ;  $V_o = 47,0$  МэВ для  $^{118}\text{Sn}$  и  $V_o = 46,75$  МэВ для  $^{120}\text{Sn}$ .

Для расчетов использовалась программа ECIS-87 [8] с итерационным методом решения систем связанных уравнений. Результаты расчетов полных сечений вместе с экспериментальными данными [1,9-11] и расчетами в COM с оптимальными и зависящими от энергии параметрами оптического потенциала [1] приведены на рис. 1. Для изотопа  $^{120}\text{Sn}$  приведены также результаты расчета в МСМК с учетом канала возбуждения  $2_1^+$  фонона и оптимальным выбором параметров оптического потенциала. Видно, что расчеты в МСМК с независимыми от энергии параметрами лучше воспроизводят полное сечение для нейтронов с энергией 0,02+2,0 МэВ. При более высоких энергиях число явно рассматриваемых каналов оказывается недостаточным, что приводит к занижению полного сечения.

В работе [1] для описания сечения захвата в области энергий 20+450 кэВ и полных сечений для нейтронов с энергией 20+1400 кэВ использовалась параметризация в рамках статистической теории Хаузера-Фешбаха-Молдауера с радиационными и приведенными

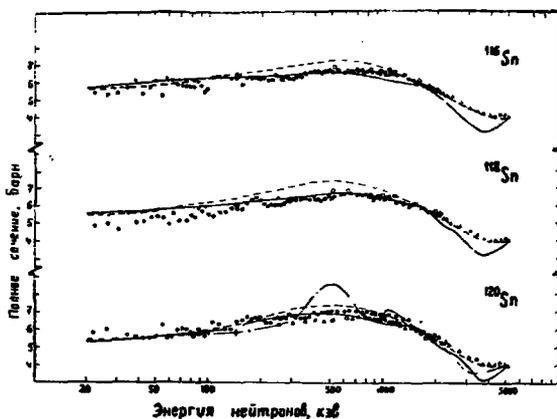


Рис. 1. Полные нейтронные сечения для изотопов:  $^{116}\text{Sn}$  - а,  $^{118}\text{Sn}$  - б и  $^{120}\text{Sn}$  - в. Сплошная линия - расчеты в МСМК, пунктирная - в СОМ, штрих-пунктирной - в МССК с учетом  $2_1^+$  фона и оптимальными параметрами; экспериментальные данные:  $\phi$  - [1],  $\Delta$  - [9],  $\circ$  - 10,  $+$  - 11.

нейтронными силовыми функциями и радиусами потенциального рассеяния, не зависящими от энергии. Такая параметризация является вполне обоснованной при описании сечений в узкой области энергий, однако в общем случае зависимость приведенных нейтронных силовых функций от энергии может быть заметной. На рис. 2 показана энергетическая зависимость приведенных  $s$ -,  $p$ - и  $d$ -нейтронных силовых функций для  $^{120}\text{Sn}$ , полученная в СОМ и МСМК, в сравнении со средними значениями, оцененными в статистическом подходе и экспериментальными данными из работ [11-12]. Видно, что во всех модельных расчетах приведенные нейтронные силовые функции изменяются весьма существенно на энергетическом интервале шириной  $\approx 1$  МэВ. Все это указывает на то, что выбор интервала усреднения может заметным образом сказаться на величине средних приведенных нейтронных силовых функций и поэтому прямое сравнение силовых функций, полученных для разных энергетических интервалов, требует

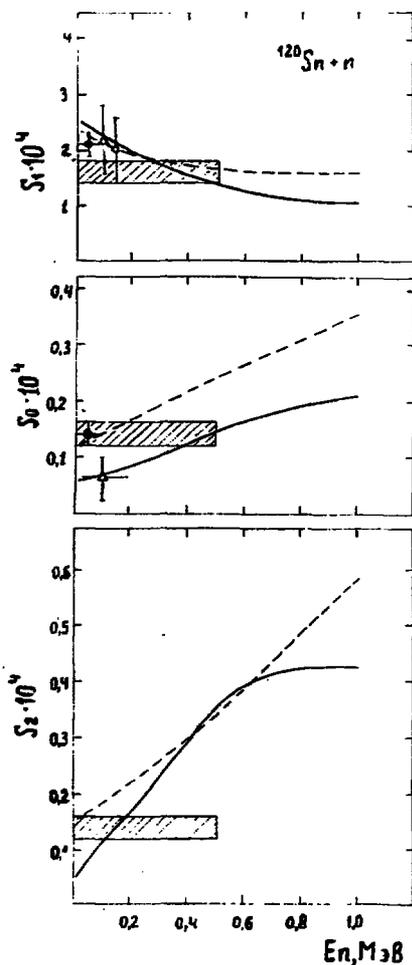


Рис. 2. Энергетическая зависимость приведенных нейтронных силовых функций для  $s$ -  $p$ -  $d$ -волны в  $^{120}\text{Sn}$ . Сплошная линия - расчеты в МСМК, пунктирная - в ССМ; экспериментальные данные: заштрихованные области [1],  $\blacktriangleright$  - [12],  $\circ$  - [11],  $\blacktriangle$  - [13]

известной осторожности. Очевидно, что на основании имеющихся данных сделать вывод о том, какая модель, ССМ или МСМК, дает более правильное описание нейтронных силовых функций, не представляется возможным.

Расчеты сечений и угловых распределений упругого и неупругого рассеяния нейтронов с учетом вклада прямого механизма и механизма реакций с образованием составного ядра были выполнены в МСМК по программе ECIS-87, использующей преобразование Энгельбрехта-Вайденмюллера [14] для приведения  $s$ -матрицы многоканальной задачи к диагональному виду.

Результаты расчета для ядра  $^{120}\text{Sn}$  и нейтронов с энергией 1,0 МэВ, 1,63 МэВ и 1,96 МэВ показаны на рис. 3 в сравнении с экспериментальными данными работ [2, 10]. Хорошее согласие с экспериментальными данными при  $E_n = 1,0$  МэВ и 1,63 МэВ получено для ядер  $^{116}\text{Sn}$  и  $^{118}\text{Sn}$ . В работе [2] было проведено описание сечений упругого и неупругого рассеяния при этих же энергиях в рамках ССМ и статистической теории Хаузера - Фешбаха - Молдауэра. Показано, что при учете флуктуаций нейтронных ширин и при хорошем описании сечения упругого рассеяния теоретические

предсказания приводят к завышению сечений неупругого рассеяния на первом уровне на  $\approx 20\%$ . Более последовательные расчеты с учетом как флуктуаций, так и корреляций нейтронных ширин, приводят к еще большему (до  $\approx 40\%$ ) превышению над экспериментальными данными.

Наиболее вероятная причина завышения сечений неупругого рассеяния вблизи порога уровней при использовании коэффициентов проницаемости из СМ с одинаковым поглощением (мнимой частью) для всех каналов - это завышенные силовые функции для  $s$ - и  $d$ -нейтронов в этом подходе.

Расчеты в МСМК с диагонализационной процедурой дали значения сечений неупругого рассеяния нейтрона с энергией 1,63 МэВ на первом уровне  $2_1^+$  в  $^{116}\text{Sn}$ ,  $^{118}\text{Sn}$  и  $^{120}\text{Sn}$ : 396 мб, 476 мб и 516 мб, неплохо согласующиеся с соответствующими значениями, полученными на эксперименте  $423 \pm 10$  мб,  $466 \pm 6$  мб и  $451 \pm 8$  мб [2]. Однако, для нейтронов с энергией 1,96 МэВ МСМК дает явно заниженные значения сечений как упругого и неупругого рассеяния, так и полного сечения. Причина этого в недооценке сечения образования составного ядра в МСМК из-за неполноты учитываемых каналов с возбуждением однофоновых состояний.

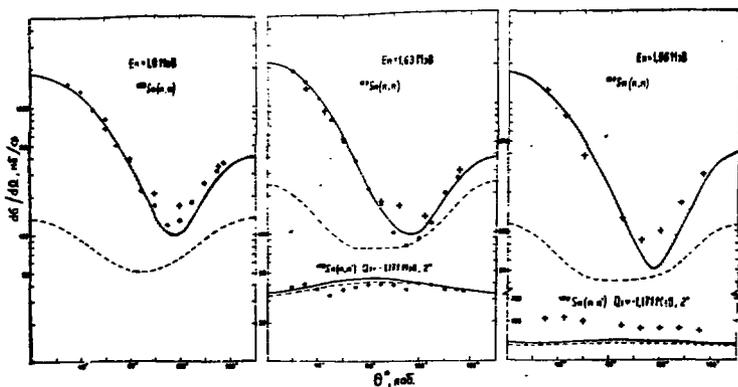


Рис. 3. Сечение упругого и неупругого рассеяния с возбуждением уровня  $2_1^+$  в  $^{120}\text{Sn}$  при  $E_n = 1,0$  МэВ - а, 1,63 МэВ - б и 1,96 МэВ - с. Сплошной линией показано полное описание, пунктирной - вклад процессов, идущих с образованием составного ядра. Экспериментальные данные:  $\circ$  - [2],  $\triangle$  - [10]

## ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Проведенные расчеты в целом подтвердили не только правильность наших представлений о той роли, которую играют каналы неупругого рассеяния как открытые, так и закрытые с возбуждением состояний коллективной природы в формировании мнимой части оптического потенциала, но и показали, что МСМК, по сравнению с СОМ, улучшает описание экспериментальных данных при малых энергиях нейтронов, где традиционные подходы (одноканальные или малоканальные варианты метода связи каналов) во многих случаях терпят неудачу. Наиболее заметно это в ядрах, где значения приведенных нейтронных силовых функций  $s$ -,  $p$ - или  $d$ -волны расположены в минимумах или максимумах соответствующих одночастичных резонансов, а коллективные свойства низколежащих возбужденных состояний в ядре-мишени ярко выражены. Изотопы олова принадлежат к ядрам, имеющим максимум силовой функции для  $p$ - и глубокий минимум для  $s$ - и  $d$ -нейтронов низких энергий слабо выраженных коллективных свойств низколежащих состояний.

Расчеты в МСМК для изотопов олова показали также, что как полные сечения, так и сечения упругого и неупругого рассеяния, начиная с  $E_n \gg 2$  МэВ, заметно занижаются. Основной причиной является недостаточная величина сечения реакции, предсказываемая в МСМК для области энергий нейтронов выше 2 МэВ. Она составляет лишь 60+70% от значений, получаемых в СОМ (при хорошем описании в СОМ в данной области энергий этих наблюдаемых величин). Для улучшения описания сечений в МСМК необходим учет новых каналов, приводящих к образованию закрытых и открытых конфигураций в континууме в этой области энергий. Такие каналы образуют более высокорасположенные и менее коллективизированные состояния высокой мультипольности в ядре-мишени. К сожалению, эти состояния экспериментально мало изучены для изотопов олова. Поэтому все большую роль должны играть самосогласованные полумикроскопические подходы, позволяющие не только описать спектроскопические характеристики наблюдаемых низколежащих состояний, но и предсказать положения, спины, четности и переходные плотности для состояний высокой мультипольности, учет которых в МСМК улучшит согласие в описании сечений для нейтронов высоких энергий.

Спектроскопические характеристики уровней  $^{120}\text{Sn}$

Энергия, МэВ	Спин, четность	Средне- квадратичный параметр деформации	Структура уровня
0,0	$0^+$	-	основное состояние 0ph
1,1712	$2^+$	0,1075	1ph
2,096	$2^+$	-	2ph, $2_1^+ @ 2_1^+$
2,159	$0^+$	-	2ph, $2_1^+ @ 2_1^+$
2,193	$4^+$	-	2ph, $2_1^+ @ 2_1^+$
2,285	$5^-$	0,08	1ph
2,355	$2^+$	0,03	1ph
2,400	$3^-$	0,16	1ph
3,069	$4^+$	0,04	1ph
3,186	$4^+$	0,07	1ph
3,467	$3^-$	0,04	1ph
3,796	$4^+$	0,05	1ph

Список литературы

1. Тимохов В.М., Божовко М.В. и др. //Ядерная физика. 1989. Т.50, вып.3. С.611.
2. Harper R.W., Weil J.L., Brandenberger J.D. //Phys.Rev. 1984. V.C30. P.1454.
3. Tamura T.//Rev.Mod.Phys. 1965. V.37. P.679.  
Игнатюк А.В., Лунев В.П., Шорин В.С.// Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1974. Вып.13. С.59.
4. Бычков В.М., Игнатюк А.В., Лунев В.П. и др. //Физика элементарных частиц и атомного ядра. 1983. Т.14. С.373.
5. Buck V., Perey F. //Phys. Rev. Lett. 1962. V.8. P.144.

6. Ignatyuk A.V., Lunev V.P., Pronyaev V.G. // IAEA-TECDOC-469. 1988. P.10.
7. Nuclear Data Sheets. 1981. V.32. P.287;  
1987. V.51. P.329; 1987. V.52. P.641.
8. Raynal J. Coupled channel calculations and computer code ECIS: Lectures presented at Workshop on Applied Theory and Nuclear Model Calculations for Nuclear Technology Applications, 15 Feb. - 18 March, 1988. Trieste: ICTP.
9. Harper W., Godfrey T.W., Weil J.L. // Phys. Rev. 1982. V.C26. P.1432.
10. Мусаелян Р.М., Овдиенко В.Д., Смяр Н.Т. и др. Нейтронная физика. М. 1988. Т.3. С.370.
11. Koester L., Waschkowski W., Meier J. // Zeit. Phys. 1987. V.A326. P.185.
12. Mughabghab S.f., Divadeenam M., Holden N.N. Neutron Cross Sect. ons. N.Y.-L.: Academic Press, 1981. V.1.
13. Nikolenko V.G., Popov A.B., Samosvat G.S. // Proc. Intern. Conf. Antwerp., 1982. P.781.
14. Engelbrecht C.A., Weidenmüller H.A. // Phys. Rev. 1973. V.C8. P.859.

Статья поступила в редакцию 13 мая 1989 г.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИИ  $^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$   
 ПРИ ЭНЕРГИИ НЕЙТРОНОВ 14,8 МэВ\*

Н. Н. Моисеев, Э. А. Рамендик, В. Т. Чеболев

THE EXPERIMENTAL DEFINITION OF  
 CROSS-SECTION OF REACTION  
 $^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$  AT NEUTRON ENERGY  
 14.8 MeV. Cross-section of  
 $^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$  reaction was measured  
 by activation method at neutron  
 energy of 14.8 MeV. Its value was  
 obtained being equal to  $(110 \pm 2)$  mb.  
 Neutron fluence rate was measured  
 with an uncertainty of less than 1%.  
 Measurement of induced activity was  
 carried out by beta-gamma-  
 coincidence method and by  
 gamma-spectrometer.

Значение сечения реакции  $^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$  широко применяется в качестве опорного при относительных измерениях нейтронных сечений, а также в прецизионных измерениях плотности потока нейтронов с энергией 13-16 МэВ на нейтронных генераторах и ускорителях [1,2]. В частности, в Национальной физической лаборатории (Великобритания) набор активационных пороговых детекторов из алюминия, аттестованный по числу ядер и снабженный рекомендуемым значением сечения, применяется в ранге вторичного эталона единицы плотности потока нейтронов [2].

Достижения в области метрологии нейтронного излучения и измерений активности радионуклидов позволяют проводить прецизионные эксперименты по определению сечения этой реакции, в которых значения погрешности измерений оцениваются авторами на уровне 2+5%. Однако различия в самих значениях сечения превышают границы приписываемых погрешностей и по данным компиляции [3] могут достигать 10+15%.

Настоящая работа является частью программы по уточнению значений сечений реакций активации в нейтронных полях с энергией 14,8 МэВ. В экспериментах использовались образцы из особо чистого

\* Доклад, представленный на 1-ую Международную конференцию по нейтронной физике, Киев, 21-25 сент. 1987 г.

алюминия в виде дисков диаметром 30 и толщиной 0,5±1,0 мм. Число ядер в образце определено по результатам точного взвешивания, химического и масс-спектрометрического анализа. Образцы размещались параллельно плоскости мишени нейтронного генератора, в котором осуществлялась реакция  $T(d,n)^4He$ , на расстоянии 83,3 мм под углом  $10^\circ$  к направлению ионного пучка. Энергия нейтронов для выбранных условий облучения составляла 14,79 МэВ, с неопределенностью значения от  $-\Delta E=0,08$  МэВ до  $+\Delta E=0,22$  МэВ, обусловленной торможением ионного пучка в мишени и геометрическим фактором. Времени облучения каждого образца составляло от 3+5 ч с непрерывным мониторингом плотности потока нейтронов в интервалах по 100 с. Значение плотности потока нейтронов (порядка  $10^6$  с<sup>-1</sup>·см<sup>-2</sup>) для каждой экспозиции определялось на основе трех независимых методов (сцинтилляционного – с использованием сечения рассеяния на водороде, измерения скорости счета сопутствующих частиц и нейтрон-гелионных совпадений) [4].

При вычислении значения плотности потока нейтронов вводилась поправка (с учетом постоянной распада) на скорость счета монитора, что позволяло исключить небольшие вариации нейтронного поля, возникающие из-за флуктуаций тока ионного пучка и ускоряющего напряжения генератора.

Облученные образцы выдерживались в течение 0,5±3 ч для уменьшения вклада в наведенную активность радионуклида  $^{27}Mg$  из сопутствующей реакции – (n, p) (период полураспада 9,5 мин.). Измерения наведенной активности проводились двумя методами: на сцинтилляционном спектрометре с кристаллом  $NaI(Tl)$  с использованием автоматизированного многоканального анализатора АМА 02-ф1 и на низкофоновой установке бета – гамма совпадений [5]. В целях повышения правильности и точности измерения активности были проведены исследования этих измерительных установок и их метрологическая аттестация с использованием Государственного первичного эталона единицы активности [6].

При этом применялся новый набор образцовых спектрометрических гамма-источников ОСГИ –3-2, аттестованный с погрешностью 1,5% (при доверительной вероятности 0,99). Обработка аппаратурных спектров

проводилась на ЭВМ по программе, выполняющей сглаживание, вычитание pedestal, аппроксимированного квадратичной функцией, расчет методом наименьших квадратов параметров пика полного поглощения и вычисление его площади. Наличие в наборе ОСГИ-3 радионуклида  $^{28}\text{Th}$  позволило экстраполировать функцию эффективности регистрации спектрометра в область до 2,7 МэВ и выполнить измерения активности по обеим линиям радионуклида  $^{24}\text{Na}$  - 1,3686 и 2,7540 МэВ.

При анализе фотопика 1,369 МэВ в диапазоне экспозиций более 1 ч было зафиксировано искажение его формы на правом спаде. В дополнительных экспериментах установлено, что этот эффект обусловлен фоновым излучением нуклида  $^{40}\text{K}$ , содержащегося в конструктивных элементах спектрометра и помещения (линия 1,460 МэВ). После его исключения существенно улучшилась сходимость результатов по первой линии (1,369 МэВ) при различных комбинациях времени измерения. Оценивалось также самопоглощение в образцах путем размещения источников из набора ОСГИ между алюминиевыми фольгами различной толщины. Результаты эксперимента хорошо согласуются с расчетным значением, вычисленным по коэффициентам ослабления гамма-излучения для алюминия.

Установка бета-гамма совпадений позволяет определять активность нуклидов абсолютным методом. Из-за относительно низкого уровня активности образующегося в облученных образцах нуклида  $^{24}\text{Na}$  существенным источником погрешности при измерениях на установке совпадений был фон в бета-канале и фон случайных совпадений. Поправка на самопоглощение в методе совпадений не вводилась (погрешность из-за его влияния оценивалась значением, не превышающим 1,0%).

Всего в экспериментах выполнено 10 циклов облучения образцов и более 20 серий измерений наведенной активности. Результаты измерений сечений реакции были определены отдельно по сцинтилляционному методу и методу совпадений. Значения сечений, источники и оценки значений погрешности, характеризующие эти методы, приведены в таблице.

Характеристика методов

Метод	Источники погрешности	Погрешность, %	Значение сечения
Сцинтилляционный (гамма-спектрометр с кристаллом $Al(Te)$ )	Определение плотности потока нейтронов	1,0	110,2 мб (1) $\Delta_{0,95}=2,4\%$
	Эффективность регистрации	1,5	
	Самопоглощение в образцах	0,2	
	Геометрический фактор	0,2	
	Площадь фотопика	0,5	
	Поправка на постоянную распада	0,1	
	Измерение временных интервалов	0,1	
Число ядер в образце	0,05		
Метод бета-гамма совпадений	Определение плотности потока нейтронов	1,0	109,8 мб (2) $\Delta_{0,95}=2,1\%$
	Измерение эффективности	1,0	
	Поправка на скорость счета фона	0,5	
	Неопределенность значения самопоглощения	1,0	
	Поправка на постоянную распада	0,1	
	Измерение временных интервалов	0,1	
	Число ядер в образце	0,05	
	Случайная (СКО)	0,3	

Таким образом, получены хорошо согласующиеся между собой значения. В качестве оценки погрешности  $\Delta_{0,95}$  приведены значения суммарной относительной погрешности при доверительной вероятности 0,95, вычисленные в соответствии с ГОСТ 8.207-76 [7]. В качестве

результата определения сечения реакции  $Al(n, \alpha)^{24}Na$  при энергии нейтронов 14,8 МэВ приведем средневзвешенное из этих значений:

$$\sigma = (110 \pm 2) \text{ мб} .$$

Полученный результат согласуется с оцененным значением, приведенным в отчете МАГАТЭ за 1973 г. [8] для энергий (14,75+14,85) МэВ -  $\sigma_0 = 112,3$  мб.

#### Список литературы

1. Axton E. //Proc. IAEA Symp. "Neutron Monitoring Radiat. Prot. Purpos." / Vienna. 1972. V.2. P.431.
2. Robertson J. et al. //Nuclear Energy. 1973. V.27. P.531.
3. Schett A., Okamoto K. Complication of threshold reaction neutron cross-sections for neutron dosimetry and other applications, EANDC 95 "U". Centre de complications de donnees neutroniques. 1974.
4. Шеболев В.Т., Рамендик З.А. //Материалы 5-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике/ М.: ЦНИИатоминформ. 1980. Ч.4. С.270.
5. Андреев О.Л. и др. //Труды метрологических институтов СССР. М., 1973. Вып. 145(205). С.33.
6. Юдин М.Ф. и др. //Измерительная техника. 1985. Т.4. С.8.
7. Прямые измерения с многократными наблюдениями. Методы обработки результатов измерений. ГОСТ В.207-76. М.: Издательство стандартов. 1976.
8. Vonach H. //Neutron Standard for Nuclear Measur. /Vienna: IAEA. Technic. Reports, Ser. N 227. P.59.

Статья поступила в редакцию 27 января 1989 г.

## АНАЛИЗ СПЕКТРА МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР ПЛУТОНИЯ-239

С. Э. Сухих, Г. Н. Ловчикова, В. А. Виноградов, Б. В. Журавлев,  
А. В. Поляков, О. А. Сальников (СССР), Х. Мертен, А. Рубен (ГДР)

ANALYSIS OF PROMPT FISSION NEUTRON SPECTRUM OF Pu-239. The prompt fission neutron spectra from  $^{239}\text{Pu}$  neutron-induced fission has been measured at incident neutron energy 1.49 MeV. The measurements were carried out by means of time-of-flight technique with pulsed-beam proton tandem accelerator and tritium gas target as a neutron source. The spectra were measured at two angles  $90^\circ$  and  $150^\circ$  to incident neutron beam. The using of the  $^{252}\text{Cf}$  prompt neutron fission spectrum as a standard for the neutron detector efficiency calibration allowed to minimize influence of collimator canal zone and to avoid the spectrometer time scale calibration uncertainties. The experimental results were compared with generalized Madland-Nix model calculations of prompt fission neutrons spectra. The results of the calculations are in a satisfactory agreement with an experimental results.

В последнее время заметно возрос интерес к спектрам мгновенных нейтронов деления, измеренных при различных энергиях нейтронов, вызывающих деление. Для многих практических приложений очень важным параметром является средняя энергия спектра нейтронов деления, ее зависимость от начальной энергии, так как незначительное изменение средней энергии заметно влияет на воспроизводство горючего в ядерных реакторах. Однако основная масса результатов измерений спектров нейтронов деления до настоящего времени получена для тепловой области энергий нейтронов. В мегаэлектронвольтовой области данных мало, и они не

носят систематического характера. Неудивительно, что на совещании консультантов МАГАТЭ по физике эмиссии нейтронов деления (Япония, 1988 г.) была отмечена важность измерений спектров нейтронов деления при различных энергиях. Ограниченность данных по спектрам нейтронов деления быстрыми нейтронами связана с большими экспериментальными трудностями при проведении подобных исследований. Они связаны с отделением искомого спектра от нейтронов сопутствующих реакций либо с малым количеством делящегося вещества при использовании ионизационных камер деления. Для исследуемого ядра плутония-239, например, в области начальных энергий ( $1 \cdot 10$ ) МэВ имеется всего три работы [1, 2, 3] по измерению спектров мгновенных нейтронов деления. Ограниченность информации о спектрах нейтронов деления быстрыми нейтронами затрудняет детальное сравнение экспериментальных данных с теоретическими с целью выяснения возможностей теории.

#### ИЗМЕРЕНИЯ И РЕЗУЛЬТАТЫ ОБРАБОТКИ

Измерения спектров нейтронов деления выполнены методом времени пролета с использованием спектрометра на базе ускорителя ЭПГ-10М, работающего в импульсном режиме. Источником нейтронов служила реакция  $T(p, n)^3\text{He}$  с использованием газовой тритиевой мишени. Начальная энергия первичных нейтронов равна  $1,49 \pm 0,04$  МэВ. Конструкция и характеристики мишени описаны в работе [4]. Средний ток протонов на мишени составлял 1 мкА при частоте следования импульсов 5 МГц. Образец из металлического плутония, выполненный в виде полого цилиндра с внешним диаметром 4,5 см, внутренним диаметром 4,0 см и высотой 4,8 см, помещенный в контейнер из нержавеющей стали, располагался под углом  $0^\circ$  к направлению пучка протонов на расстоянии 16,9 см от центра газовой мишени.

Нейтроны регистрировались сцинтилляционным детектором, расположенным на расстоянии 198 см от центра образца. Детектор, состоящий из кристалла стибьена (диаметром 6,3 см и высотой 3,9 см) в контакте с ФЭУ-3С, был помещен в защиту, конструкция которой описана в работе [5]. Абсолютная эффективность регистрации нейтронов детектором определялась путем сравнения экспериментального и расчетного спектров мгновенных нейтронов

спонтанного деления <sup>252</sup>Cf. Расчетный спектр задавался в виде распределения Максвелла с параметром  $T=1,42$  МэВ и корректирующей функцией  $\mu(E)$ , как это рекомендовано в работе [6]. Кривая эффективности была получена также расчетным путем по методу прямого моделирования взаимодействия нейтронов с кристаллом стильбена по программе [7]. Порог регистрации нейтронов был равен 0,6 МэВ. Временное разрешение спектрометра в измерениях составляло 3 нс на половине высоты пика  $\gamma$ -квантов из мишени. Ширина канала временного анализатора была равна 0,503 нс, интегральная нелинейность - 0,4%, дифференциальная нелинейность -0,6%. В качестве монитора потока нейтронов использовался сцинтилляционный детектор, с помощью которого измерялся временной спектр нейтронов из мишени. Выход нейтронов из мишени контролировался также всеволновым детектором. Блок-схема и принцип работы электронной аппаратуры спектрометра описаны в работе [8].

В работе проведены измерения спектров нейтронов эмиссии из <sup>239</sup>Pu под углами 90° и 150°. Процедура заключалась в измерении спектров нейтронов из образца, помещенного в контейнер "эффект с фоном", и в измерении "фона" от контейнера без образца при фиксированном потоке нейтронов. Измерения проводились сериями с целью уменьшения влияния нестабильности работы ускорителя и электронной аппаратуры на результаты. Стабильность работы контролировалась по форме и положению пика нейтронов мониторингового спектра, а также по форме спектра нейтронов из мишени под 0°.

В каждой серии был измерен спектр нейтронов, вылетевших из мишени под углом 0°, по отношению к пучку ускоренных протонов. Абсолютное значение дифференциального сечения взаимодействия нейтронов с ядрами <sup>239</sup>Pu было определено нормировкой на сечение упругого рассеяния на углероде, измерение которого было выполнено под углом 90° к направлению пучка первичных нейтронов. В качестве рассеивателя использовался полый цилиндр из графита с внешним диаметром 3,0 см, высотой 4,5 см и толщиной 0,5 см, содержащий 2,367 моля ядер <sup>12</sup>C. Дифференциальное сечение упругого рассеяния на углероде под углом 90° (в лабораторной системе), равное 0,152 б/стерад, было взято из работы [8]. Спектры нейтронов обрабатывались в энергетическом интервале от 2 до 10 МэВ, содержащем только нейтроны, образовавшиеся в актах деления.

деления. Процедура обработки подробно описана в работе [10]. В измеренные спектры вводились поправки на временное разрешение спектрометра [11] и на ослабление и многократное рассеяние нейтронов в образце методом Монте-Карло с использованием комплекса программ *BRAND* [12]. На рис.1 представлены экспериментально полученные спектры для углов  $90^\circ$  и  $150^\circ$ . Экспериментальные точки для угла вылета нейтронов  $150^\circ$  лежат систематически выше точек для  $90^\circ$ .

### АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

#### Параметризация нейтронных спектров выражением Максвелла

Анализ формы спектра мгновенных нейтронов деления  $^{239}\text{Pu}$  был проведен в предположении, что в достаточно широком интервале энергий спектр описывается максвелловским распределением

$$N(E) = C\sqrt{E} \exp(-E/T), \quad (1)$$

где  $N(E)$  - число нейтронов на единичный интервал энергии;

$E$  - энергия нейтронов, МэВ;

$C$  и  $T$  - параметры распределения.

В результате аппроксимации экспериментального набора точек распределением Максвелла методом наименьших квадратов в интервале энергий от 2 до 10 МэВ получены значения параметра  $T$  для угла вылета нейтронов  $\theta=90^\circ$  -  $T=1,37$  МэВ, для  $\theta=150^\circ$  -  $T=1,37$  МэВ.

Параметры  $C$  и  $T$  для интегрального спектра, полученного в предположении симметричности углового распределения мгновенных нейтронов деления относительно угла  $90^\circ$  к направлению движения первичных нейтронов, равны соответственно  $4,54 \text{ МэВ}^{-3/2/6}$  и  $1,37$  МэВ. Значение параметра  $T=1,41 \pm 0,05$  МэВ, полученное в работе [2] при начальной энергии  $1,5$  МэВ в энергетическом интервале  $2,8 \pm 6,5$  МэВ в пределах экспериментальных ошибок согласуется с результатом настоящей работы. На рис.2 приведено отношение интегрального спектра нейтронов деления к рассчитанному по выражению Максвелла с  $T=1,37$  МэВ.

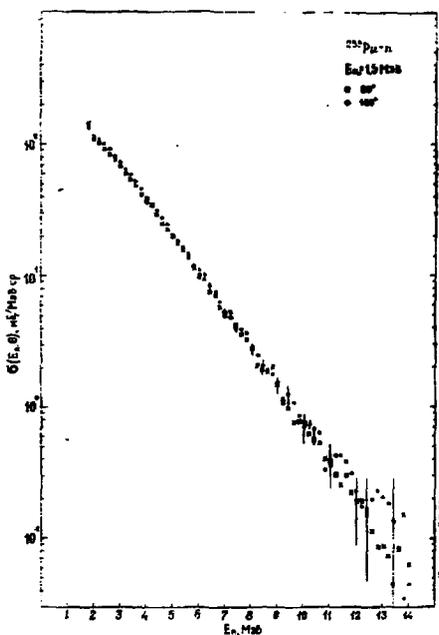


Рис. 1. Экспериментально  
полученные спектры для углов  $90^\circ$   
и  $150^\circ$ :  
■ -  $90^\circ$ , ○ -  $150^\circ$

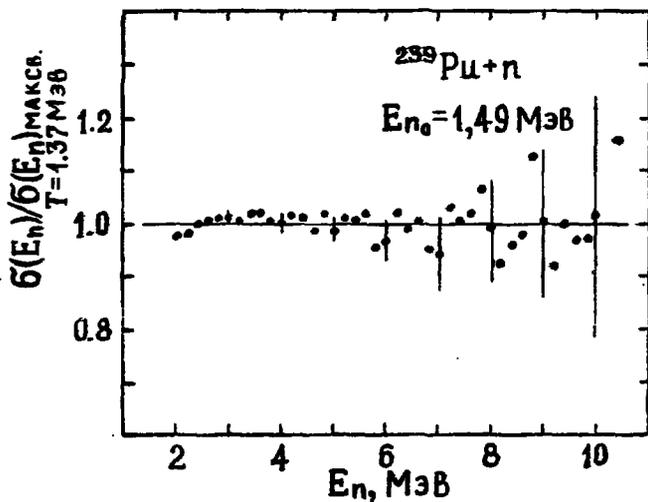


Рис. 2. Отношение интегрального спектра к  
распределению Максвелла с  $T=1,37$  МэВ

Величина сечения эмиссии нейтронов деления  $^{239}\text{Pu}$ , полученная интегрированием распределения Максвелла с найденными из интегрального экспериментального спектра параметрами, составила  $6,43 \pm 0,45$  бари, т. е.:

$$\int_0^{\infty} \sigma \sqrt{E} \exp(-E/T) dE = \sigma_f(E_0) \bar{v}_p(E_0) = 6,43. \quad (2)$$

С другой стороны, используя оцененное значение  $\sigma_f(1,5 \text{ МэВ}) = 1,935$  б [13] и измеренное значение  $\bar{v}_p(1,5 \text{ МэВ}) = 3,078 \pm 0,021$  [14], можно получить  $\sigma_f(1,5) \cdot \bar{v}_p(1,5) = 5,945$  б, что удовлетворительно согласуется с результатом, полученным из экспериментального спектра.

Угловая зависимость числа мгновенных нейтронов деления  $^{239}\text{Pu}$  оценена сравнением числа нейтронов, зарегистрированных под углом  $150^\circ$  и  $90^\circ$  к направлению пучка первичных нейтронов. Отношение числа зарегистрированных нейтронов деления, вылетевших под углом  $150^\circ$ , к числу нейтронов, вылетевших под углом  $90^\circ$ , равно  $1,06 \pm 0,02$ .

Угловая зависимость спектров мгновенных нейтронов деления может быть обусловлена анизотропией направлений разлета осколков деления по отношению к направлению движения налетающего нейтрона и анизотропией испускания нейтронов из полностью ускоренных осколков в лабораторной системе. Согласно работе [15], угловая зависимость распределения мгновенных нейтронов деления относительно направления нейтронов, вызвавших реакцию, может быть определена из отношения:

$$W_n(\psi) = \sum_{i=0}^2 A_i B_i \left[ \frac{2}{2i+1} \right] P_i(\cos \psi), \quad (3)$$

где  $W_n(\psi)$  - число нейтронов деления под углом  $\psi$ ;

$A_i, B_i$  - коэффициенты разложения по полиномам Лежандра угловых распределений осколков деления и нейтронов из движущихся осколков, соответственно;

$P_i(\cos \psi)$  - полиномы Лежандра.

Значения коэффициентов  $A_i$  разложения по полиномам Лежандра угловых распределений осколков деления относительно направления первичных нейтронов были вычислены по результатам измерений на ядрах  $^{238}\text{Pu}$ , представленных в работе [16], и составляют:  $A_0 = 1$ ,  $A_1 = 0$ ,  $A_2 = 0,098$ .

Значения коэффициентов  $B_0=0,533$  и  $B_2=0,666$  взяты из экспериментальных данных по угловым распределениям мгновенных нейтронов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$  относительно фиксированного направления разлета осколков [17]. Подставив значения коэффициентов  $A_i$  и  $B_i$  в выражение (3), получим:

$$W_n(\psi) = 1,066 + 0,026 \cdot P_2(\cos \psi).$$

Отсюда можно получить:

$$\frac{W_n(150^\circ)}{W_n(90^\circ)} = 1,03 \pm 0,01,$$

что в пределах ошибок измерений совпадает с определенной экспериментально величиной этого отношения. Отношение  $W_n(150^\circ)/W_n(90^\circ)$  для разных интервалов энергий  $\Delta E$  мгновенных нейтронов деления приведено в таблице.

Угловая зависимость для интервалов энергий

$\Delta E$ , МэВ	$W(150^\circ)/(90^\circ)$ эксп	$W(150^\circ)/(90^\circ)$ расч
2 - 4	$1,07 \pm 0,02$	1,035
4 - 6	$1,05 \pm 0,02$	1,051
6 - 8	$1,06 \pm 0,04$	1,055
8 - 10	$1,05 \pm 0,07$	1,060

#### СРАВНЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО ПОЛУЧЕННОГО СПЕКТРА С ТЕОРЕТИЧЕСКИМ РАСЧЕТОМ

Аппроксимация спектров нейтронов деления максвелловским или уаттовским распределением часто недостаточна для некоторых целей из-за сложного характера процесса деления. Поэтому развитие или усовершенствование теоретических моделей для расчета спектров мгновенных нейтронов деления крайне важно. В настоящее время имеются три подхода [18-20] для расчета спектров мгновенных нейтронов деления, использующие различные приближения. Одним из таких подходов является обобщенная модель Медленда-Никса [18]. Она позволяет рассчитывать спектры нейтронов для любых делящихся ядер

и энергий возбуждения. В ней главным механизмом эмиссии мгновенных нейтронов считается испарение нейтронов из полностью ускоренных осколков. Основное отличие указанной модели от простой модели Медленда-Никса [19] состоит в том, что максимальная температура и сечение обратной реакции зависят от массового числа осколка. Спектр нейтронов деления в обобщенной модели Медленда-Никса можно представить в виде:

$$\varphi(E, \theta; A, Z, TKE) = \sum_{iI} dE^* P(E^*, I; A, Z, TKE) \varphi_1(\epsilon, \theta; E^*, I, A, Z), \quad (4)$$

где для ядра осколка  $E^*$  - энергия возбуждения,

$A$  и  $Z$  - массовое число и заряд,

$TKE$  - полная кинетическая энергия,

$I$  - спин.

Суммирование по  $i$  означает рассмотрение каскадного испарения.  $P(E^*, I; A, Z, TKE)$  - функция распределения осколков деления по массам, спинам, энергиям. Параметры модели выбирались из данных по описанию спектра нейтронов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$ . Они использовались для описания вынужденного деления.

Основными входными данными для расчетов спектров нейтронов деления по обобщенной модели Медленда-Никса является средняя кинетическая энергия и энергия возбуждения осколков как функция их массового числа. Для нахождения их использовалась модель двух

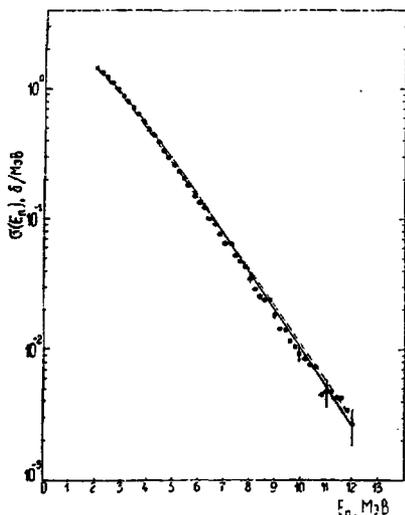


Рис. 3. Сравнение рассчитанного спектра мгновенных нейтронов деления с экспериментально полученным:  $\dots, \bullet$  - настоящая работа, — - теория

сфероидов с учетом оболочечных поправок [21], основой которой является общий энергетический баланс. На рис.3 приведен расчетный спектр мгновенных нейтронов деления в сравнении с экспериментально полученным.

Хорошее согласие между экспериментальным распределением нейтронов и рассчитанным свидетельствует о том, что выбранная схема при использовании указанных моделей позволяет достаточно полно учесть основные особенности процесса испускания нейтронов из осколков деления.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе получены спектры мгновенных нейтронов деления ядер  $^{239}\text{Pu}$  при вынужденном делении нейтронами с энергией 1,49 МэВ. Измерения были проведены под углами  $90^\circ$  и  $150^\circ$  по отношению к направлению движения первичных нейтронов. Параметры распределения Максвелла, которым аппроксимировались экспериментальные спектры, находятся в удовлетворительном согласии с результатами других авторов, а величина сечений эмиссии нейтронов деления согласуется с оцененным значением сечения деления и измеренным средним числом нейтронов деления. Обнаруженная в работе угловая зависимость спектров мгновенных нейтронов деления в целом не противоречит результатам измерений угловых зависимостей осколков деления и нейтронов из движущихся осколков.

В работе проведено сравнение экспериментально полученных спектров с теоретически рассчитанными по обобщенной модели Медленда-Никса с привлечением модели двух сфероидов. Хорошее согласие полученных результатов является подтверждением того, что совокупность использованных моделей позволяет достаточно полно учесть основные особенности процесса испускания нейтронов из осколков деления.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Smith A.B. Prompt Fission Neutron Spectra. Vienna:IAEA, 1972. P.3.
2. Knitter H.H., Coppola M., Islam M.M. e.a. Prompt Fission Neutron Spectra. Vienna:IAEA. 1972. P.41.
3. Johansson P.I. e.a. //Proceedings International Conference on Nuclear Cross-Sections and Technology/Washington, 1975. V.11. P.572.
4. Фетисов Н.И., Симаков С.П., Труфанов А.М. и др. //Приборы и техника эксперимента. 1980. № 6. С.22.
5. Труфанов А.М., Нестеренко В.С., Фетисов Н.И. и др. // Приборы и техника эксперимента. 1979. № 2. С.50.
6. Grundl J.A., Eisenhauer C.M. //Nucl.Cross-Section and Technol. Proc. conf. J-7 March/Washington, 1975. V.1. NBS Special Publ. 425. 1975. P.250.
7. Чулков Л.В. Программа расчета эффективности регистрации нейтронов кристаллом стильбена: Препринт ИАЭ-2594. М., 1976.
8. Симаков С.П., Ловчикова Г.Н., Труфанов А.М. и др. //Атомная энергия. 1981. Т.51. Вып. 4. С.244.
9. Бычков В.М., Корнилов Н.В., Пашенко А.Б., Скрипова М.В. Сечения ядерных реакций, рекомендуемые в качестве стандартов при нейтронных измерениях: Препринт ФЭИ-1917. Обнинск, 1988.
10. Ловчикова Г.Н., Поляков А.В., Сальников О.А. и др. Исследование спектров нейтронов эмиссии из тория-232 и урана-234 при энергии бомбардирующих нейтронов 6 МэВ: Препринт ФЭИ-1564. Обнинск, 1984.

11. Märten H. et al. INDC(GDR)-28/L (1084).
12. Андросенко А. А., Андросенко П. А. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика и техника ядерных реакторов. 1985. Вып. 7. С. 33.
13. Анцизов Г. В., Баханович Л. А., Жарков В. Ф. и др. Оценка ядерных данных для  $^{239}\text{Pu}$ : Препринт Института тепло- и массообмена им. А. В. Лыкова. АН БССР 14. Минск, 1982.
14. Малиновский В. В., Тараско М. З., Кузьминов Б. Д. // Атомная энергия. 1985. Т. 58. Вып. 6. С. 430.
15. Биряков Н. С., Журавлев Б. В., Корнилов Н. В. и др. // Ядерные константы. 1973. Вып. 12. Ч. 1. С. 48.
16. Шпак Д. Л., Остапенко Ю. Б., Смиренкин Г. Н. // Ядерная физика. 1971. Т. X111. Вып. 5. С. 950.
17. Boldeman H. R., Milton J. C. D., Thompson S. G., Swiatecki W. J. // Phys. Rev. 1963. V. 129. N 5. P. 2133.
18. Märten H., Seeliger D. // Nucl. Sci. Eng. 1986. V. 93. P. 370.  
Märten H. et al. // Proc. IAEA Advisory Group Meeting on the Properties of Neutron Sources. Leningrad, 1986/ IAEA-TECDOC-410(1987) 153.
19. Madland D. G., Nix J. R. // Nucl. Sci. Eng. 1982. V. 81. P. 213.
20. Gerassimenko B. F., Rubchenya V. A. // Bulletin of Nuclear Data Centre. 1986. V. 12. P. 3.
21. Terrall J. // Proc. IAEA Symp. on Physics and Chem. of Fission. Salzburg, 1965/Vienna: IAEA, 1965. V. 11. P. 3.

Статья поступила в редакцию 24 ноября 1989 г.

ИЗМЕРЕНИЕ И ОЦЕНКА СРЕДНИХ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ  
 $^{64}\text{Zn}(n, p)^{64}\text{Cu}$ ,  $^{90}\text{Zr}(n, 2n)^{89}\text{Zr}$ ,  $^{111}\text{Cd}(n, n')^{111m}\text{Cd}$   
 ДЛЯ НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ  $^{235}\text{U}$

Е. И. Григорьев, Ю. А. Мелехин, В. С. Трошин, В. П. Ярына

MEASUREMENTS AND EVALUATIONS OF THE AVERAGED CROSS-SECTIONS FOR  $^{64}\text{Zn}(n, p)^{64}\text{Cu}$ ,  $^{90}\text{Zr}(n, 2n)^{89}\text{Zr}$ ,  $^{111}\text{Cd}(n, n')^{111m}\text{Cd}$  FOR THE FISSION  $^{235}\text{U}$  NEUTRONS. Averaged cross-sections for  $^{64}\text{Zn}(n, p)^{64}\text{Cu}$ ,  $^{90}\text{Zr}(n, 2n)^{89}\text{Zr}$ ,  $^{111}\text{Cd}(n, n')^{111m}\text{Cd}$  were measured for  $^{235}\text{U}$  fission neutron spectrum. These results are  $34.4 \pm 0.8$  mb,  $0.0945 \pm 0.0045$  mb,  $198 \pm 4$  mb respectively. The emission of the photons with 0.52 MeV for  $^{64}\text{Cu}$  was used 0.343. Evaluated values are  $33.8 \pm 0.7$  mb and  $0.0966 \pm 0.0024$  mb for Zink and Zirconium. There are not the publication for cadmium therefore the evaluation was not made.

Рассматриваемые реакции представляют практический интерес для нейтронно-активационной спектрометрии реакторных нейтронных полей. Основным критерием пригодности сечений реакций в этом случае является согласованность значений активационных интегралов (или средних сечений), получаемых экспериментально в известных нейтронных полях и рассчитываемых для этих полей с использованием дифференциальных сечений реакций как функций энергии нейтронов.

Цель настоящей работы состояла в получении надежных данных о средних сечениях указанных реакций для нейтронов деления урана-235 для последующего выбора удовлетворяющих им дифференциальных сечений.

Экспериментальное определение средних сечений реакций для нейтронов деления урана-235 выполнено по методике [1] с пересчетом результатов измерений в различающихся нейтронных полях водородных реакторов с хорошо определенными характеристиками к нейтронам деления урана-235 стандартного описания.

Для определения характеристик реакторных нейтронных полей в экспериментах применялись нейтронно-активационные детекторы на основе реакций из файла РНМФ-87, сечения которых приняты в качестве стандартных справочных данных (ССД) [2]. В табл. 1 приведены некоторые из пороговых реакций и их средние сечения для нейтронов деления урана-235 и калифорния-252, рассчитанные с использованием ССД.

По существу, в настоящей работе средние сечения реакций экспериментально определялись относительно совокупности использованных сечений РНМФ-87.

Таблица 1

Средние сечения реакций из РНМФ-87 для нейтронов деления  $^{235}\text{U}$  и  $^{252}\text{Cf}$

Реакция	Среднее сечение, мбарн	
	$^{235}\text{U}$	$^{252}\text{Cf}$
$^{19}\text{F}(n, 2n)^{18}\text{F}$	0,0079	0,0166
$^{24}\text{Mg}(n, p)^{24}\text{Na}$	1,453	2,120
$^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$	0,6961	1,039
$^{32}\text{S}(n, p)^{32}\text{P}$	63,29	71,30
$^{54}\text{Fe}(n, p)^{53}\text{Mn}$	76,80	90,40
$^{56}\text{Fe}(n, p)^{56}\text{Mn}$	1,039	1,454
$^{58}\text{Ni}(n, p)^{58}\text{Co}$	102,8	116,9
$^{93}\text{Nb}(n, 2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$	0,4385	0,7833
$^{103}\text{Rh}(n, n')^{103\text{m}}\text{Rh}$	729,0	756,0
$^{115}\text{In}(n, n')^{115\text{m}}\text{In}$	187,0	195,7
$^{204}\text{Pb}(n, n')^{204\text{m}}\text{Pb}$	19,71	23,67
$^{237}\text{Np}(n, f)$	1327	1351

В табл. 2 указаны использованные при обработке результатов измерений характеристики радиоактивного распада продуктов исследуемых реакций, а в табл. 3 - результаты измерения средних сечений реакций в различных нейтронных полях.

Таблица 2

Характеристики распада продуктов реакций

Нуклид	Период полураспада	Энергия фотонов, МэВ	Абсолютная интенсивность, %
$^{64}\text{Cu}$	12,701 ч	0,511	34,3
$^{89}\text{Zr}$	3,268 сут.	1,34	0,47
$^{111m}\text{Cd}$	48,7 мин	0,910	99
		0,151	30,3
		0,245	94,2

Оцененные экспериментальные результаты получены как средние взвешенные значения для ряда измеренных значений. Погрешности оцененных результатов определяли как средние квадратические с учетом общей для каждого ряда значений систематической погрешности.

Реакция  $^{64}\text{Zn}(n, p)^{64}\text{Cu}$  достаточно широко применяется в нейтронно-активационной спектрометрии, однако, экспериментальные значения как дифференциального сечения, так и среднего сечения по литературным данным имеют значительные расхождения. Одним из факторов, объясняющих расхождение результатов, является использование различных значений абсолютной интенсивности гамма-квантов с энергией 0,511 МэВ для нуклида  $^{64}\text{Cu}$ . Используются значения 0,38; 0,357; 0,368; 0,343. В данной работе и при сводной оценке результатов принято значение 0,343, увязанное со значением сечения реакции  $^{63}\text{Cu}(n, \gamma)^{64}\text{Cu}$ , равным 4,50 барн для тепловых нейтронов. Экспериментальные образцы представляли собой металлические диски из обогащенного  $^{64}\text{Zn}(99,5\%)$ , массой от нескольких десятков до нескольких сотен миллиграмм. Облучения проводили в кадмиевых или малогабаритных борных экранах толщиной до 0,4 г/см<sup>2</sup> по  $^{10}\text{B}$ . Сводка экспериментальных результатов дана в табл. 3, там же представлено оцененное экспериментальное среднее сечение.

Таблица 3

Экспериментальные средние сечения реакций для спектра  $^{235}\text{U}$ , мб

$^{64}\text{Zn}(n, p)^{64}\text{Cu}$	$^{90}\text{Zr}(n, 2n)^{89}\text{Zr}$	$^{111}\text{Cd}(n, n')^{111m}\text{Cd}$
35,5 ± 1,7	0,094 ± 0,006	195 ± 9
33,5 ± 1,6	0,098 ± 0,006	196 ± 8
33,6 ± 1,3	0,093 ± 0,005	203 ± 10
32,2 ± 1,2	0,093 ± 0,006	
34,5 ± 1,4		
35,7 ± 1,7		
35,5 ± 1,8		
34,4 ± 0,8	0,0945 ± 0,0045	198 ± 4

Исследование среднего сечения реакции  $^{90}\text{Zr}(n, 2n)^{89}\text{Zr}$  является развитием работы [3]. Представленные ранее результаты и обзор литературных данных не позволили выполнить корректную оценку среднего сечения. Результаты дополнительных измерений в спектрах четырех различных реакторов приведены в табл. 3. Образцы и техника эксперимента соответствуют работе [3].

Реакция  $^{111}\text{Cd}(n, n')^{111m}\text{Cd}$  использована для нейтронно-активационной спектрометрии по нашим данным впервые. Область чувствительности реакции для реакторных спектров близка реакции  $^{199}\text{Hg}(n, n')^{199m}\text{Hg}$ , однако применение детектора из кадмия имеет существенные преимущества (меньше влияние сопутствующих реакций, проще технология изготовления образцов, доступнее обогащенный  $^{111}\text{Cd}$ ). Экспериментальные образцы представляли собой металлические диски из обогащенного  $^{111}\text{Cd}$  (96,15%), массой 10 + 100 мг. Облучение в спектрах трех реакторов проводили в кадмиевых или борных экранах. Результаты даны в табл. 3.

Процедура получения оцененного среднего сечения реакций по совокупности опубликованных данных включала следующие операции:

- приведение результатов к одинаковым характеристикам распада продукта реакции;

- приведение результатов к одинаковым значениям стандартов (средним сечениям опорных реакций) либо, когда это невозможно, определение нормировочного множителя по совокупности средних сечений реакций, используемых автором в данном эксперименте;

- определение среднего взвешенного значения для ряда приведенных результатов (оцененное значение среднего сечения);

- определение погрешности оцененного значения среднего сечения.

Значения характеристик распада, к которым приводятся результаты, даны в табл. 2. Среднее взвешенное значение для ряда  $\bar{\sigma}_i$  с собственными погрешностями  $S_i$  определяли по формуле:

$$\bar{\sigma} = \frac{\sum_i p_i \cdot \bar{\sigma}_i}{\sum_i p_i},$$

где  $p_i = 1/S_i$  - вес  $i$ -го значения среднего сечения. СКО обрабатываемого ряда определяли по формуле:

$$S_p = \sqrt{\frac{\sum_i p_i \cdot (\bar{\sigma} - \bar{\sigma}_i)^2}{(n-1) \cdot \sum_i p_i}},$$

где  $n$  - количество членов ряда. Погрешность оцененного  $\bar{\sigma}$  в виде СКО определяли по формуле:

$$S = \sqrt{S_p^2 + \frac{1}{3} \theta^2},$$

где  $\theta$  - граница общей для всех членов ряда систематической погрешности.

В качестве стандартов в совокупности литературных источников используются реакции  $^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$ ,  $^{54}\text{Fe}(n, p)^{54}\text{Mn}$ ,  $^{58}\text{Ni}(n, p)^{58}\text{Co}$ ,  $^{115}\text{In}(n, n')^{115m}\text{In}$ , для которых средние сечения в спектре  $^{235}\text{U}$  приняты в настоящей работе в соответствии с табл. 1. В таблицах оценки эти стандарты обозначаются символом элемента, а в скобках указано значение среднего сечения, используемое автором работы.

В табл. 4 приведены результаты оценки среднего сечения реакции  $^{64}\text{Zn}(n, p)^{64}\text{Cu}$ . Последовательно по колонкам указаны литературный источник, результат автора работы, используемая им абсолютная интенсивность излучения квантов с энергией 0,511 МэВ, значения средних сечений, приведенные к абсолютной интенсивности

3,343. значения авторских стандартов, используемое при оценке значение нормировочного множителя и в последней колонке обрабатываемый при оценке ряд приведенных результатов. Общая систематическая погрешность оценена в 3 %.

Собранные в работе [3] результаты измерений среднего сечения в спектре  $^{238}\text{U}$  для реакции  $^{90}\text{Zr}(n, 2n)^{89}\text{Zr}$  не составили ряда, пригодного для оценки. Однако получение данных работ [11, 12] и результаты измерений настоящей работы позволили выполнить оценку и рекомендовать оцененное значение среднего сечения для этой реакции. Результаты даны в табл. 5 и подтверждают вывод работы [3] о пригодности хода сечения из работы [2] для использования в нейтронно-активационной спектрометрии.

Таблица 4  
Оценка среднего сечения реакции  $^{64}\text{Zn}(n, p)^{64}\text{Cu}$   
для спектра  $^{235}\text{U}$

Работа	$\bar{\sigma}$ , мб из работы	Абсолютная интенсив- ность квантов с энергией 0,511 МэВ	$\bar{\sigma}$ , мб для абсолют- ной интенсив- ности = 0,343	Стандарт из работы	Нормиро- вочный множи- тель	Нормиро- ванное $\bar{\sigma}$ , мб
[4]	27,0±2,4	0,38	29,9	Fe(67)	1,175	35,1±3,2
[5]	30,1±0,8	0,38	33,4	A(0,705)	0,987	32,9±0,9
[6]	27,0±1,6	0,38	29,9	"	1,11	33,2±2,0
[7]	29,9±1,6	0,38	33,1	A(0,705) (108,5)	0,967	32,0±1,7
[8]	26,9±1,2	0,38	29,8	(95)	1,082	32,3±1,5
[9]	32,4±1,0	0,368	34,7	(187)	1,00	34,7±1,1
[10]	30,9±2,1	**	32,9	*	1,05	34,5±2,3
Наш результат	34,4±0,8	0,343	34,4	-	-	34,4±0,8
Оцененное значение		$\bar{\sigma} = 33,8 \pm 0,6$ мб				

Примечание. Нормировочный множитель определен по совокупности значений средних сечений реакций, используемых автором работы в эксперименте.

\*\* В работе измеряли гамма-кванты с энергией 1,34 МэВ при абсолютной интенсивности 0,3%, результат пересчитан к значению абсолютной интенсивности 0,47%.

В литературе отсутствуют данные о среднем сечении реакции  $^{111}\text{Cd}(n, n')^{111m}\text{Cd}$ , поэтому в качестве рекомендованного значения может быть использован оцененный результат эксперимента настоящей работы, равный  $198 \pm 4$  мб.

Таблица 5

Оценка среднего сечения реакции  $^{90}\text{Zr}(n, 2n)^{89}\text{Zr}$  в спектре  $^{235}\text{U}$

Работа	$\bar{\sigma}$ , мб из работы	Стандарт из работы	Нормировочный множитель	Нормированное $\bar{\sigma}$ , мб
[11]	$0,1044 \pm 0,0046$	A (0,725) M (0,258)	0,947	$0,0989 \pm 0,0044$
[12]	$0,103 \pm 0,004$	(109)	0,943	$0,0971 \pm 0,0038$
[3]	$0,096 \pm 0,006$	-	-	$0,096 \pm 0,006$
Наш ре-				
зультат $0,0943 \pm 0,0045$				
Оцененное значение		$\bar{\sigma} = 0,0966 \pm 0,0024$ мб		

В табл. 6 указаны рекомендованные значения интегральных сечений реакций - средние сечения в спектре  $^{235}\text{U}$  и увязанные с ними эффективные сечения, справедливые для широкого класса реакторных спектров из цитируемой в [3] библиотеки БКС-2; указан  $\theta_{\text{эф}}$  максимальный разброс значений эффективного сечения для реальных спектров различных реакторов около рекомендованного значения.

Таблица 6

Рекомендованные интегральные сечения реакций

Реакция	$\bar{\sigma}$ , мб	$E_{\text{эф}}$ , МэВ	$\sigma_{\text{эф}}$ , мб	$\theta_{\text{эф}}$ , %
$^{64}\text{Zn}(n, p)^{64}\text{Cu}$	$33,8 \pm 0,7$	3,0	162	4
$^{90}\text{Zr}(n, 2n)^{89}\text{Zr}$	$0,0966 \pm 0,0024$	13,3	919	1
$^{111}\text{Cd}(n, n')^{111m}\text{Cd}$	$198 \pm 4$	1,3	350	2,5

### Список литературы

1. Григорьев Е.И., Тарновский Г.Б., Ярына В.П. // Материалы 6-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев, 2-6 окт., 1983/М.:ШНИИатоминформ. 1984. Т.3. С.187.
2. Нейтронно-активационные детекторы для реакторных измерений. Сечения реакций взаимодействия нейтронов с ядрами РНМФ-87: таблицы стандартных справочных данных. ГСССД. 1988.
3. Григорьев Е.И., Мелехин Ю.А., Ярына В.П. //Вопросы атомной науки и техники. Сер.Ядерные константы. 1987 Вып.3. С.27.
4. Насыров Ф. //Атомная энергия. 1968. Т.25(5). С.437.
5. Najzer M., Raut J. //Neutron cross sections for reactor dosimetry. Vienna: IAEA-208,1978. V.2. P.247.
6. Boldeman I.W. //J. Nucl. Energy. 1964. V.18, N 8. P.247.
7. Fabry A. e.a. //Neutron cross-sections for reactor dosimetry. Vienna: IAEA-208. 1978. V.2. P.233.
8. Rau G. //Nukleonics. 1967. V.9. P.228.
9. Hannan Ah.M.A., Williams U.G. //Neutron cross-sections for reactor dosimetry. Vienna: IAEA-208. 1978. V.2. P.209.
10. Kobayashi K. e.a. //J/ Nucl. Sci. and Technol. 1976. V.3. P.531.
11. Sekine T., Boba H. //J/ Inorg.Nucl. 1981. V.43, N 7. P.427.
12. Manhart W. //Symp. on Reactor Dosimetry/ Geesthacht, 1984. V.2. P.813.

Статья поступила в редакцию 4 апреля 1985 г.

## ДВУХМЕРНЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ СПЕКТРОВ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ

Б. П. Максютенко, Ю. Ф. Балакшев, С. В. Игнатьев

TWODIMENSIONAL METHOD FOR DELAYED-NEUTRON SPECTRA MEASURING. The delayed-neutron spectra of four groups for U-235 thermal neutron fission were reconstructed from experimental information obtained by twodimensional method. The average energies of spectra and relative yields were calculated. Some possibilities of the twodimensional method were pointed to control the obtained results, which were compared with data of other authors.

## ЭКСПЕРИМЕНТ

Нейтроны из реакции  $Be(d, n)$ , осуществляемой на ускорителе КГ-2,5 ФЭИ, замедлялись полиэтиленом. Образец весом  $\approx 250$  г, содержащий  $^{235}\text{U}$  в виде порошка  $\text{UO}_2$ , после пятиминутного облучения перемещался за время  $t_0 = 2$  с на расстояние  $\approx 1$  м к  $^3\text{He}$ -счетчику, окруженному свинцом. Пучок дейтронов на мишени перекрывался цилиндром Фарадея одновременно с началом перемещения образца. Длительность регистрации равнялась 640 с. Все операции были синхронизированы и осуществлялись автоматически. В результате  $\approx 800$  таких циклов были просуммированы в памяти физического измерительного центра.

При двухмерном способе регистрации [1] получено 64 меняющихся во времени спектра в интервале энергий  $0 \div 730$  кэВ (ширина энергетического канала 3,51 кэВ) или 256 кривых спада во времени интенсивности запаздывающих нейтронов (ЗН).

## РЕЗУЛЬТАТЫ

Двухмерный способ регистрации предоставляет несколько возможностей внутренней проверки результатов.

1. При регистрации только спектров их возможные случайные

искажения не могут быть выявлены. Поскольку другое сечение спектра в данном случае представляет плавную кривую спада интенсивности, эти искажения могут быть выявлены и исправлены.

2. При анализе спада интенсивности автоматически определяется и вычитается спектр стационарного во времени фона.

3. Спектр первой группы ЗН может быть определен как по той части кривой спада интенсивности, где остаток более короткоживущих предшественников пренебрежимо мал, так и в результате параметризации всей кривой, например, по методу наименьших квадратов (МНК).

Имеются также дополнительные возможности сравнения с данными экспериментов других типов. После учета эффективности детектора могут быть найдены относительные выходы и средние энергии групп.

Спектры четырех групп получены в результате определения выходов каждой из них при параметризации кривых распада по МНК. Одновременно по диагональным элементам обратной матрицы и невязке определялись погрешности выходов. После этого вычитался динамический фон, то есть фон от собственно источника запаздывающих нейтронов, возвращающихся в детектор после отражения от стен и пола мишенного зала ускорителя. В качестве формы спектра этого фона принималась форма надтеплого пика, а амплитуда его выбиралась из предположения, что выход ЗН при нулевой энергии равен нулю. Далее вводилась поправка на эффективность детектора, после чего выполнена процедура восстановления спектров, в качестве функции отклика использовалась форма надтеплого пика, а итерационный процесс строился на основе метода наименьшего направленного расхождения [2].

На рис. 1+4 показаны восстановленные спектры четырех групп (из-за перемещения образца в течение времени  $t_0 = 2$  с спектры двух самых короткоживущих групп не могли быть определены), полученные после 100 итераций. На рис. 5 и 6 представлен спектр первой группы до восстановления и он же после 300 итераций. В некоторых избранных точках спектров показаны погрешности. По оси ординат указана скорость нейтронного счета  $N$ . Зависимость формы восстанавливаемого спектра от числа итераций изучается. Отметим, что форму спектров до  $\approx 30$  кэВ нельзя считать установленной.

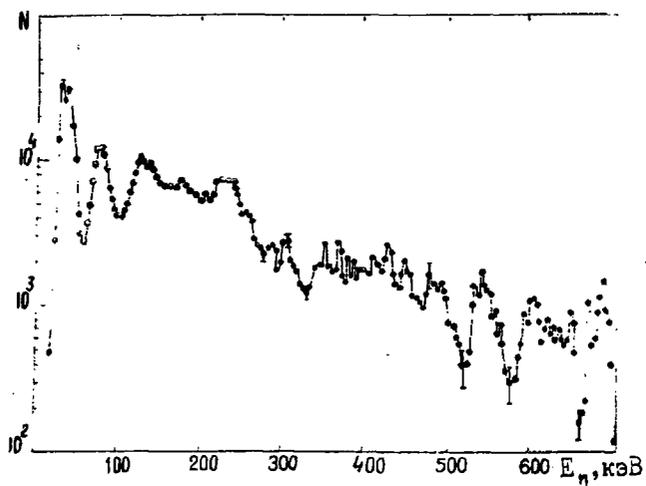


Рис. 1. Спектр первой группы (100 итераций)

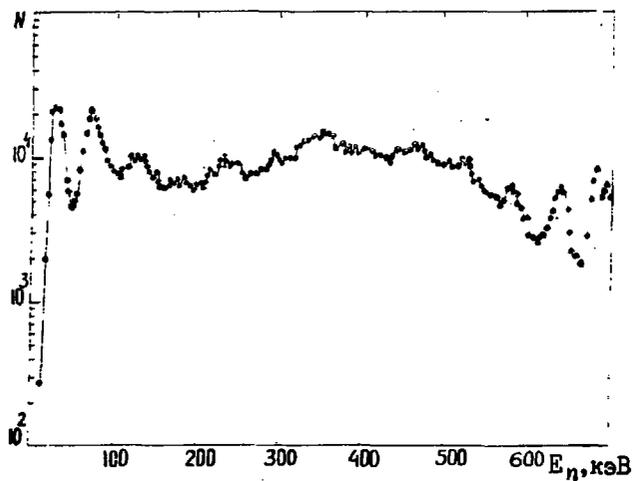


Рис. 2. Спектр второй группы (100 итераций)

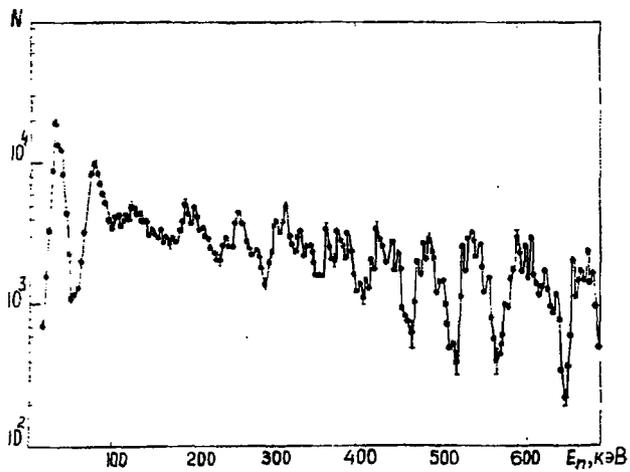


Рис. 3. Спектр третьей группы (100 итераций)

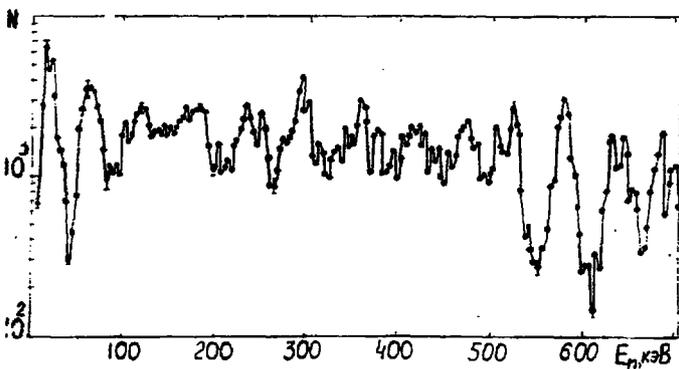


Рис. 4. Спектр четвертой группы (100 итераций)

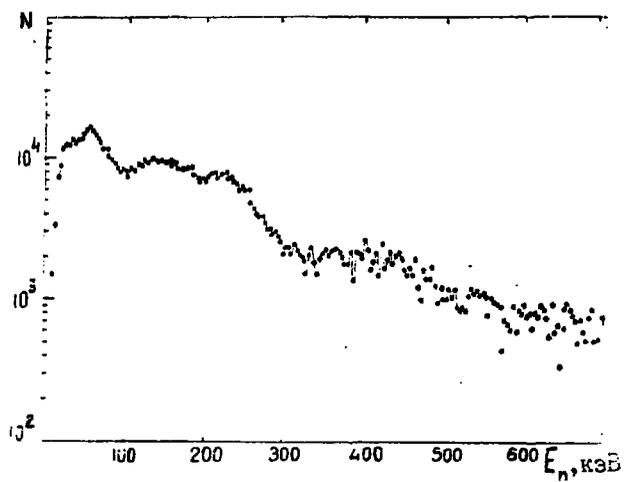


Рис. 5. Спектр первой группы (до восстановления)

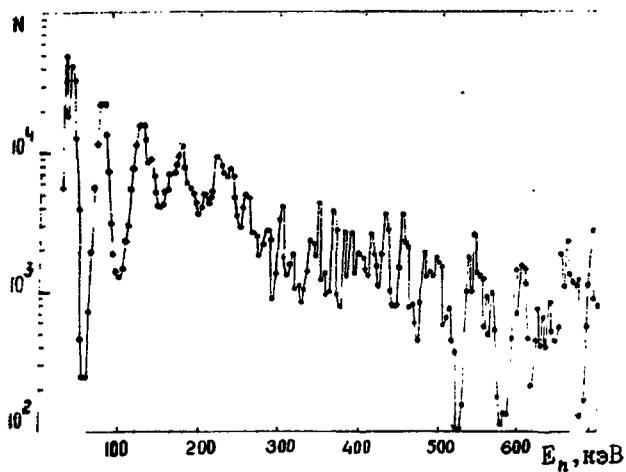


Рис. 6. Спектр первой группы (300 итерация)

Сравнение полученных нами спектров было проведено для первой группы с данными работ [3] и [4] с учетом разницы в ширине каналов энергетического анализатора. Согласие - удовлетворительное.

Дополнительными данными, служащими одновременно интегральной проверкой полученных результатов, являются выходы групп и средние энергии, приведенные в таблице. Значения периодов полураспадов  $T_{1/2}$  взяты из работы [4].

Данные по выходам и средним энергиям групп ЗН

# групп- ты	$T_{1/2}$ , с	Относительные выходы		Средние энергии, кэВ	
		наши данные	данные [4]	наши данные	данные [3]
1	55,6	1	1	209±40	250±20
2	22,7	6,17±0,25	6,65±0,65	370±80	460±40
3	6,2	6,41±0,32	5,95±0,89	289±100	405±20
4	2,3	11,80±0,60	12,0 ± i,30	349±100	450±20

\* Наши данные ниже данных [3], так как нами измерена только низкоэнергетическая часть спектров ЗН.

Отметим, что использованный способ определения спектров групп является прямым, и его результаты не зависят от знания выходов продуктов деления - предшественников ЗН.

#### Список литературы

1. Махьютенко Б.П. Трехмерный метод измерения спектров групп запаздывающих нейтронов: Препринт ФЭИ-171. Обнинск, 1969.
2. Тараско М.З. Метод наименьшего направленного расхождения для решения некоторых математико-статистических задач экспериментальной физики: Автореф. дис. .... канд. физ.-мат. наук. М., 1974.
3. Batchelor R., McHyder H.R. // J. Nucl. Energy. 1956. V. 3. P. 7.
4. Rudstam G. // Nucl. Sci. and Engng. 1982. V. 80. P. 238.
5. Кипин Дж.Р. Физические основы кинетики ядерных реакторов. М.: Атомиздат. 1967.

Статья поступила в редакцию 30 марта 1989 г.

УДК 539.172

ИССЛЕДОВАНИЕ  $\gamma$ -ИЗЛУЧЕНИЯ  $^{204}\text{Pb}$  В РЕАКЦИИ  $(n, n'\gamma)$

А. М. Демидов, И. В. Михайлов, Ю. К. Черепанцев

INVESTIGATION OF THE  $^{204}\text{Pb}$   $\gamma$ -RADIATION IN THE  $(n, n'\gamma)$ -REACTION. Gamma-spectrum, angular distributions and linear polarization of the  $^{204}\text{Pb}$   $\gamma$ -quants. in the  $(n, n'\gamma)$ -reaction were measured using reactor fast neutrons. The  $\gamma$ -transition scheme of  $^{204}\text{Pb}$  has been constructed. The multipole mixing parameters  $\delta$  for the  $\gamma$ -transitions between the low-lying levels have been found.

Спектр  $\gamma$ -квантов из реакции  $^{204}\text{Pb}(n, n'\gamma)$  был измерен с использованием пучка быстрых нейтронов реактора ИР-8 Института атомной энергии им. М. В. Курчатова. Измерялись также линейная поляризация и угловые распределения  $\gamma$ -квантов под семью углами в диапазоне  $30^\circ$ – $150^\circ$  относительно направления пучка нейтронов. Исследуемый образец имел массу 19 г и обогащение по  $^{204}\text{Pb}$  47,8%. Размеры  $50 \times 36 \times 0,8$  мм. Примеси  $^{206}, ^{207}, ^{208}\text{Pb}$  составляли 23,3, 11,4 и 17,4% соответственно.

Описание экспериментальных установок и методики исследования приведено в работах [1,2]. Для идентификации  $\gamma$ -переходов  $^{206}, ^{208}\text{Pb}$  в спектрах использовались результаты измерений в тех же условиях  $\gamma$ -спектров из реакции  $(n, n'\gamma)$  на этих изотопах, а для  $^{207}\text{Pb}$  анализировались данные обзора [3].

Схема уровней и  $\gamma$ -переходов  $^{204}\text{Pb}$  приведена в табл. 1, где даны энергии и характеристики уровней, полученные в настоящей работе  $(E_i, I_i^\pi)$  и взятые из работ [4-6]  $(E_i^a, I_i^{\pi a})$ ; энергии  $\gamma$ -переходов с данного уровня, измеренные под углом  $90^\circ$   $(E_\gamma)$ , и

относительные интенсивности  $\gamma$ -линии для угла  $125^\circ$  ( $I_\gamma$ ); энергии и характеристики уровней, на которые идут  $\gamma$ -переходы ( $E_\gamma$ ,  $I_\gamma^\pi$ ); а также заселенности уровней, определяемые как сумма интенсивностей  $\gamma$ -переходов, уходящих с уровня за вычетом интенсивностей  $\gamma$ -переходов, приходящих на этот уровень ( $P_\gamma$ ). Величины  $P_\gamma$  даны с учетом  $\gamma$ -переходов, наблюдаемых другими авторами, но не выделенных по очевидным причинам в настоящей работе. Такие  $P_\gamma$  помечены "а". Там, где возможно, мы учли в  $P_\gamma$  вклад внутренней конверсии  $\gamma$ -переходов. В скобках даны погрешности (с вероятностью 58%) измеренных величин в единицах последней цифры.

Угловые распределения  $\gamma$ -квантов аппроксимировались разложением по полиномам Лежандра  $W(\theta) = A_0(1 + a_2 P_2(\cos \theta) + a_4 P_4(\cos \theta))$ . Величины  $a_2$  и  $a_4$  представлены в табл. 2, там же приведены и найденные нами параметры смеси мультиполей  $\delta$  (знаки  $\delta$  даны в системе Крейна-Штеффена).

При нахождении параметров  $\delta$  заселенности магнитных полсостояний уровней находились из угловых распределений для чистых  $E2$  переходов с этого же уровня или путем расчета по статистической теории реакции ( $n, n' \gamma$ ) (по программе, аналогичной MANDYF [7]) с нахождением средней эффективной энергии рассеянных нейтронов из угловых распределений для  $E2$  переходов с соседних уровней [2]. В работе [5] приведены данные об угловых распределениях  $\gamma$ -квантов из реакции  $^{204}\text{Pb}(n, n' \gamma)$  для энергий нейтронов 2 и 3 МэВ. Сравнение величин  $a_2$  и  $a_4$  из этой работы и наших данных с учетом зависимости  $a_2$  и  $a_4$  от энергии нейтронов показывает корректность определения нами средней эффективной энергии нейтронов при использовании спектра нейтронов реактора.

Для трех переходов 451,37 кэВ, 683,57 кэВ и 765,99 кэВ определены величины линейной поляризации  $P_\gamma$ . Они равны 2,9(14), 2,4(10) и 2,4(10) соответственно.

Определение характеристик уровней  $^{204}\text{Pb}$  производилось путем исключения таких значений  $I^\pi$ , которые противоречат экспериментально измеренным величинам  $a_2$ ,  $a_4$ ,  $P_\gamma$  и  $\delta$ . При исключении значений  $I^\pi$  использовались следующие аргументы (см. табл. 3).

1. Величина  $a_2$  при заданном  $I^\pi$  значительно превышает ожидаемую при любых  $\delta$ .

2. Исключается  $I^{\pi} = I^{\pi} \pm 2$  из-за несовпадения  $a_2$  с рассчитанным для E2 перехода.

3. Величина  $a_4$  явно не соответствует ожидаемой для данного  $I^{\pi}$ . При  $a_4 < 0$  исключается  $I^{\pi} = I^{\pi} \pm 1$ , а при  $a_4 > 0$  исключается  $I^{\pi} = I^{\pi}$ .

4. Исключается  $I^{\pi}$  для уровня, высвечивающегося  $\gamma$ -переходом типа E1+M2 с  $|\delta| > 0,2$ .

5. Исключается  $I^{\pi}$ , если измеренное значение поляризации  $P_{\gamma}$  при данных  $a_2$ ,  $a_4$  и  $\delta$  не совпадает с ожидаемым.

Дополнительно используется предположение, что M2, E3 и E4 переходы в  $^{204}\text{Pb}$  не конкурируют с E1, E2 и M1 переходами при равной энергии.

Ниже будут рассмотрены некоторые уровни и  $\gamma$ -переходы  $^{204}\text{Pb}$ .

Уровни 1351, 1583 и 1665 кэВ. Измерение линейной поляризации  $\gamma$ -квантов позволило однозначно определить величины  $\delta$  для  $\gamma$ -переходов с этих уровней на уровень  $2_1^+$ .

Уровень 1712 кэВ. Из возможных характеристик для этого уровня  $I^{\pi} = 2^+, 3$  мы отдаем предпочтение  $1=3$  из-за положительной величины  $a_4$  для  $\gamma$ -перехода 360,83 кэВ. По сравнению с работой [5] мы дополнительно для высвечивания этого уровня нашли  $\gamma$ -линию 148,6 кэВ. Без этого перехода заселяемость данного уровня оказывается аномально низкой. При нахождении величины  $P_s$  мы предположили, что  $\gamma$ -переход 148,6 кэВ есть M1 переход.

Уровень 1730 кэВ. Интенсивность  $\gamma$ -переходов с этого уровня на уровни 899 кэВ и 1351 кэВ нами найдена менее 0,05 и 0,02 отн. ед., соответственно. Ожидаемая заселяемость уровня равна 1,5 отн. ед. Уровень высвечивается E0 переходом в основное состояние [8].

Уровень 1948 кэВ. Величины  $a_2$  и  $a_4$  для  $\gamma$ -перехода 1048,97 кэВ определенно исключают 1-2 для данного уровня.

Уровень 2202 кэВ. Этот уровень введен в работе [5]. Интенсивность  $\gamma$ -линии 851,0 кэВ на порядок меньше, чем ожидается величина  $P_s$  для уровня с  $I^{\pi} = 2, 3, 4$  при данной энергии. Спектр содержит примесные  $\gamma$ -линии 537 кэВ и 596 кэВ, в которых могут содержаться  $\gamma$ -линии, относящиеся к высвечиванию данного уровня.

Уровень 2159 кэВ. Интенсивность  $\gamma$ -перехода 2268,9 кэВ на порядок меньше ожидаемой заселяемости уровня с  $I^{\pi}=1,2^{+}$  при данной энергии. Если такой уровень существует, то по-видимому, часть  $\gamma$ -линии 918,25 кэВ относится к высвечиванию данного уровня.

Уровень 2316 кэВ. Интенсивность  $\gamma$ -линии 586,3 кэВ, приписанной к этому уровню в работе [5], имеет  $I_{\gamma} < 0,1$  отн.ед.

Уровень 2338 кэВ. Переход 1064,32 кэВ, наблюдавшийся в работах [4,5] с этого уровня, совпадает у нас с  $\gamma$ -линией 1063,66 кэВ.

Уровень 2433 кэВ. Уровень, согласно работе [5], высвечивается  $\gamma$ -переходом 752,0 кэВ. В измеренном нами спектре интенсивность  $\gamma$ -линии равна 0,15(5) отн.ед. Величина  $P_{\Sigma} = 0,2$  ожидается для уровня  $1^{-}$  при такой энергии возбуждения.

Уровень 2492 кэВ. В работе [5] к высвечиванию этого уровня приписаны  $\gamma$ -линии 1592,5 и 1140,5 кэВ. Линию 1592,5 кэВ мы относим к пику двойного вылета от  $\gamma$ -перехода 2614,7 кэВ в  $^{208}\text{Pb}$ . Линию 1140,5 кэВ мы не выделили из фоновой  $\gamma$ -линии от германия.

Уровень 2719 кэВ. Интенсивность  $\gamma$ -линии 1445,2 кэВ (см. [5]) в нашем случае менее 0,05 отн.ед. Уровня, по-видимому, нет.

Приведенные в табл.4 неразмещенные нами (см. табл.1)  $\gamma$ -линии, по-видимому, относятся к высвечиванию уровней с энергией выше 2,5 МэВ. Это следует, как из-за их малой интенсивности, так и из того факта, что они не были обнаружены при возбуждении уровней  $^{204}\text{Pb}$  монохроматическими нейтронами с энергиями 2 МэВ и 2,9 МэВ [5]. В то же время из наличия неразмещенных  $\gamma$ -линий с  $I_{\gamma} \approx 0,4$  отн.ед. можно утверждать, что при энергиях 2,5+3,0 МэВ существуют неизвестные уровни  $^{204}\text{Pb}$ .

В табл.5 дано сравнение величин  $\delta$  для  $\gamma$ -переходов с низколежащих уровней в состоянии  $2_1^{+}$  и  $4_1^{+}$  для  $^{204}\text{Pb}$  и  $^{206}\text{Pb}$ . Отметим сохранение знаков  $\delta$  для однотипных переходов. Как и в большинстве чётно-чётных сферических ядер с  $A=96-154$ , переходы  $2_2^{+}-2_1^{+}$  и  $2_3^{+}-2_1^{+}$  имеют противоположные знаки  $\delta$ . Большинство же переходов в табл.5 имеют  $\delta < 0$ , что согласуется с предположением о связи случая  $\delta < 0$  с преимущественным движением нейтронов при  $\gamma$ -переходах в состоянии  $2_1^{+}$  и  $4_1^{+}$  [9]. Протонные возбуждения в  $^{204,206}\text{Pb}$  лежат при более высоких энергиях.

Схема уровней и  $\gamma$ -переходов  $^{204}\text{Pb}$

Таблица I

$E_L, \text{кэВ}$	$E_L^u, \text{кэВ}$	$I_L^{\pi}$	$I_L^{\pi u}$	$E_{\gamma}, \text{кэВ}$	$I_{\gamma}, \text{отн. ед.}$	$E_{\beta}, \text{кэВ}$	$I_{\beta}^{\pi}$	$P_{\beta}$
1	2	3	4	5	6	7	8	9
899,12 ( 2)	899,15 ( 3)	2 <sup>+</sup>	2 <sup>+</sup>	899,12 ( 2)	100	0	0 <sup>+</sup>	18,5
1273,92 ( 3)	1273,87 ( 7)	4 <sup>+</sup>	4 <sup>+</sup>	374,80 ( 2)	43,1 (14)	899	2 <sup>+</sup>	13,3
1351,00 ( 4)	1351,4 ( 3)	2 <sup>+</sup>	2 <sup>+</sup>	1351,00 ( 4)	13,9 ( 4)	0	0 <sup>+</sup>	13,3
				451,87 ( 3)	3,54(11)	899	2 <sup>+</sup>	
1563,28 ( 5)	1563,12 ( 8)	4 <sup>+</sup>	4 <sup>+</sup>	289,36 ( 4)	8,0 ( 3)	1274	4 <sup>+</sup>	7,6
1582,69 ( 4)	1582,8 ( 2)	2 <sup>+</sup>	2 <sup>+</sup>	1582,8 ( 2)	0,33 ( 5)	0	0 <sup>+</sup>	8,51
				683,57 ( 3)	8,55(24)	899	2 <sup>+</sup>	
				231,5 ( 2)	0,48 ( 3)	1351	2 <sup>+</sup>	
1604,75 ( 4)	1604,66(11)	3 <sup>+</sup>	3 <sup>+</sup>	705,66 ( 4)	2,45(10)	899	2 <sup>+</sup>	8,04
				330,77 ( 5)	3,79(11)	1274	4 <sup>+</sup>	
				253,6 ( 3)	0,35 ( 6)	1351	2 <sup>+</sup>	
1665,12 ( 4)	1665,0 (10)	2 <sup>+</sup>	2 <sup>+</sup>	1665,12 ( 4)	2,51(10)	0	0 <sup>+</sup>	4,80
				765,99 ( 5)	2,70(10)	899	2 <sup>+</sup>	
1681,10 ( 4)	1681,2 ( 5)	1	1 <sup>(+)</sup>	1681,11 ( 4)	2,14(10)	0	0 <sup>+</sup>	4,05
				781,97 ( 5)	1,91(10)	899	2 <sup>+</sup>	
1711,83 ( 8)	1712,3 ( 2)	3(2 <sup>+</sup> )	2,3	812,8 ( 2)	0,17 ( 3)	899	2 <sup>+</sup>	4,60

Продолжение табл. I

I	2	3	4	5	6	7	8	9
				437,9 ( 3)	0,20( 5)	1274	4 <sup>+</sup>	
				360,83( 8)	1,28(10)	1351	2 <sup>+</sup>	
				148,6 ( 2)	0,74(10)	1563	4 <sup>+</sup>	
-	I730 ( I)	-	0 <sup>+</sup>					
I760,89( 4)	I761,1 ( 2)	2 <sup>+</sup>	2 <sup>+</sup>	I760,89( 4)	1,29( 8)	0	0 <sup>+</sup>	3,88
				862,0 ( 2)	1,94(15)	899	2 <sup>+</sup>	
				409,9 ( 2)	0,15( 3)	1351	2 <sup>+</sup>	
				178,3 ( 2)	0,15( 6)	1583	2 <sup>+</sup>	
I817,37( 4)	I817,31( 8)	4 <sup>+</sup>	4 <sup>+</sup>	918,25( 3)	4,76(15)	899	2 <sup>+</sup>	4,33*
I871,76( 4)	I872,1 ( 2)	I	I(+)	I871,76( 4)	2,66(12)	0	0 <sup>+</sup>	2,66
I933,23( 5)	I933,2 ( 2)	I	I(+)	I933,23( 5)	1,67(10)	0	0 <sup>+</sup>	1,98
				1034,0 ( 2)	0,31( 3)	899	2 <sup>+</sup>	
I948,10(10)	I948,4 ( 2)	3 <sup>+</sup>	2 <sup>+</sup> ,3 <sup>+</sup>	1048,97(10)	0,77( 5)	899	2 <sup>+</sup>	2,41
				674,20(15)	0,46( 3)	1274	4 <sup>+</sup>	
				365,42(15)	0,83(10)	1583	2 <sup>+</sup>	
				283,1 ( 2)	0,35( 3)	1665	2 <sup>+</sup>	
I960,08(11)	I960,4 ( 2)		2 <sup>+</sup>	1060,88(15)	0,8 ( 2)	899	2 <sup>+</sup>	1,95
				609,12(10)	0,06(15)	1351	2 <sup>+</sup>	

Продолжение табл. I.

I	2	3	4	5	6	7	8.	9
2546,5 ( 3)?	2547,0 ( 2)		2,3,4	I647,4 ( 3)	0,05( 2)	899	2 <sup>+</sup>	0,05
2549,69( 8)	2550,0 ( 2)	3,4 <sup>+</sup>	2,3,4	I275,77( 7)	0,62( 4)	I274	4 <sup>+</sup>	0,62
259I,0 ( 2)	259I,5 ( 2)		I,2,3	I69I,9 ( 2)	0,20( 4)	899	2 <sup>+</sup>	0,30
				I240,0 ( 3)	0,10( 2)	I35I	2 <sup>+</sup>	
2620,4I( 8)	2620,7 ( 2)	3 <sup>-</sup>	3 <sup>-</sup>	I72I,29( 8)	2,0I(10)	899	2 <sup>+</sup>	< 2,16
				I057,0 ( 3)	0,15( 5)	I563	4 <sup>+</sup>	
2627,0 ( 3)	2627,6 ( 2)		3,4,5	I353,I ( 3)	0,7 ( 2)	I274	4 <sup>+</sup>	0,7
2654,7 ( 3)?	2654,7 ( 2)		4	I755,6 ( 3)	0,05( 2)	899	2 <sup>+</sup>	0,05
2665,6 ( 3)	2666,2 ( 2)	I,2 <sup>+</sup>	2 <sup>+</sup>	2665,6 ( 3)	0,35( 5)	0	0 <sup>+</sup>	0,35
	2696,39(I2)		7 <sup>-</sup>					
27I9,2 ( 3)?	27I9,5 ( 2)		4,5	II55,9 ( 3)	0,10( 3)	I563	4 <sup>+</sup>	0,10
2765,5 ( 3)?	2767,I ( 2)		(4,5)	I49I,6 ( 3)	0,20( 2)	I274	4 <sup>+</sup>	0,20
28I0,3 ( 3)	2808 ( 3)		6 <sup>+</sup>	I536,4 ( 3)	0,15( 2)	I274	4 <sup>+</sup>	0,15
2886,63(10)	2887,2 ( 2)	2 <sup>+</sup> ,3	2,3	I987,5I(10)	0,69( 4)	899	2 <sup>+</sup>	0,69
2928,55(16)	2928,65( 8)		5 <sup>-</sup>	670,63(15)	0,37( 3)	2258	5 <sup>-</sup>	0,45 *
3029,0 ( 3)	3029,05( 8)		5 <sup>-</sup>	I2II,6 ( 3)	0,05( 2)	I8I7	4 <sup>+</sup>	0,16 *

Продолжение табл. I

I	2	3	4	5	6	7	8	9
				377,6 ( 2)	0,20( 5)	1583	2 <sup>+</sup>	
2065,13( 7)	2065,06( 9)	5 <sup>+</sup>	5 <sup>+</sup>	791,21( 6)	1,36( 8)	1274	4 <sup>+</sup>	1,50 *
				501,5 ( 3)	0,24( 5)	1563	4 <sup>+</sup>	
2105,4 ( 2)	2105,5 ( 2)	1,2 <sup>+</sup>	2 <sup>+</sup>	2105,6 ( 3)	0,30( 6)	0	0 <sup>+</sup>	0,95
				1206,3 ( 3)	0,25( 5)	899	2 <sup>+</sup>	
				754,2 ( 2)	0,40( 6)	1351	2 <sup>+</sup>	
2157,86( 7)	2158,1 ( 2)		4 <sup>+</sup> ,3 <sup>+</sup>	1258,74( 7)	0,86( 5)	899	2 <sup>+</sup>	1,26
				883,8 ( 3)	0,40(10)	1274	4 <sup>+</sup>	
2185,47( 4)	2185,65(10)		9 <sup>-</sup>	911,55( 3)	2,72(10)	1274	4 <sup>+</sup>	2,59 *
2202,0 ( 3)?	2201,9 ( 2)		2,3,4	851,0 ( 3)	0,20( 4)	1351	2 <sup>+</sup>	0,20
2257,92( 6)	2257,90( 7)		5 <sup>-</sup>	904,00( 5)	8,18(24)	1274	4 <sup>+</sup>	7,56 *
-	2264,21( 8)		7 <sup>-</sup>					
2268,9 (5)?	2269,0 ( 2)			2268,9 ( 5)	0,08( 2)	0	0 <sup>+</sup>	0,08
-	2276 ( 3)		1,2,3 <sup>-</sup>					
2303,9 ( 3)	2304,0 ( 2)		3	1405,1 ( 3)	0,16( 2)	899	2 <sup>+</sup>	0,78
				740,2 ( 3)	0,40( 4)	1563	4 <sup>+</sup>	
				721,4 ( 3)	0,22( 4)	1583	2 <sup>+</sup>	
2315,8 ( 2)	2316,3 ( 2)		2 <sup>+</sup>	2319 м	0,40(10)	0	0 <sup>+</sup>	1,33

М - мультиплет

Продолжение табл.1

I	2	3	4	5	6	7	8	9
				1416,6 ( 3)	0,24( 2)	899	2 <sup>+</sup>	
				964,6 ( 3)	0,20( 3)	1351	2 <sup>+</sup>	
				604,12(15)	0,49( 3)	1712	3	
	2338,19( 8)		(4,5) <sup>-</sup>					
2386,30( 9)	2386,5 ( 2)	5 <sup>+</sup>	5 <sup>+</sup>	823,02( 8)	0,51( 5)	1563	4 <sup>+</sup>	0,65 *
2400,12(10)	2400,4 ( 2)	3 <sup>+</sup>	1,2,3	1501,00(10)	0,81( 5)	899	2 <sup>+</sup>	0,99
				735,2 ( 3)	0,17( 3)	1665	2 <sup>+</sup>	
2405,1 ( 2)	2405,03( 9)		7 <sup>-</sup>	219,6 ( 2)	0,59( 4)	2185	9 <sup>-</sup>	<1,73 *
2408,82(15)	2409,0 ( 2)		3	1509,70(15)	0,41( 3)	899	2 <sup>+</sup>	0,41
2433,1 ( 3)	2433,0 ( 2)		0 <sup>+</sup>	752,0 ( 3)	0,15( 5)	1681	1	0,15
	2434,02( 8)		6 <sup>-</sup>					
2475,1 (2)?	2475,4 ( 2)			1576,0 ( 2)	0,15( 2)	899	2 <sup>+</sup>	0,15
2480,2 ( 2)	2480,22( 9)		6 <sup>-</sup>	222,3 ( 2)	0,25( 3)	2258	5 <sup>-</sup>	1,62 *
				216,1 ( 2)	0,54( 4)	2264	7 <sup>-</sup>	
	2491,7 ( 2)		3 <sup>+</sup>					
2506,87(12)	2506,93( 8)		(5 <sup>-</sup> )	248,95(10)	0,71( 5)	2258	5 <sup>-</sup>	1,32 *
2524,9 ( 2)	2524,9 ( 2)			1625,8 ( 2)	0,40( 8)	899	2 <sup>+</sup>	0,62
				1173,8 ( 3)	0,22( 2)	1351	2 <sup>+</sup>	

Таблица 2

Значения  $a_2, a_4$  и  $\delta$  для  $\gamma$ -переходов  $^{204}\text{Pb}$ 

$E_\gamma, \text{кэВ}$	$E_\gamma, \text{кэВ}$	$I_i^{\gamma^-}$	$- I_i^{\gamma^+}$	$a_2$	$a_4$	$\delta$
1	2	3	4	5	6	7
248,95	2506,87	(5 <sup>-</sup> )	- 5 <sup>-</sup>	0,25 ( 3)	0,09 ( 4)	
289,36	1563,28	4 <sup>+</sup>	- 4 <sup>+</sup>	0,225(15)	-0,020(19)	-0,16( 6)
330,77	1604,75	3 <sup>+</sup>	- 4 <sup>+</sup>	-0,052( 8)	0,018(11)	-0,04( 2)
360,83	1711,83	3	- 2 <sup>+</sup>	-0,16 ( 2)	0,10 ( 4)	-4,6 (+16,-6) или +0,04( 3)
374,80	1273,92	4 <sup>+</sup>	- 2 <sup>+</sup>	0,205(12)	-0,041(15)	E2
451,87	1351,00	2 <sup>+</sup>	- 2 <sup>+</sup>	-0,152(10)	-0,011(14)	-0,88(10)
683,57	1582,69	2 <sup>+</sup>	- 2 <sup>+</sup>	0,255(11)	0,007(13)	+0,18( 2)
705,66	1604,75	3 <sup>+</sup>	- 2 <sup>+</sup>	-0,49 ( 3)	0,09 ( 3)	-0,31(+10,-6) или -1,6 ( 2)
765,99	1665,12	2 <sup>+</sup>	- 2 <sup>+</sup>	0,125( 7)	0,030( 9)	-0,11( 4)
781,97	1681,10	1	- 2 <sup>+</sup>	-0,004(11)	0	-0,07( 7) или -3,0(+20,-10)
791,21	2065,13	5 <sup>+</sup>	- 4 <sup>+</sup>	0,60 ( 3)	0,12 ( 3)	+1,2 ( 4)
823,02	2386,30	5 <sup>+</sup>	- 4 <sup>+</sup>	-0,74 ( 4)	0,17 ( 6)	-0,9 ( 5)
862,0	1760,89	2 <sup>+</sup>	- 2 <sup>+</sup>	-0,178( 8)	-0,059(14)	-3,5 (10) или -0,87(10)
899,12	899,12	2 <sup>+</sup>	- 0 <sup>+</sup>	0,205( 8)	-0,029(10)	E2
911,55	2185,65	9 <sup>-</sup>	- 4 <sup>+</sup>	-0,079( 9)	-0,006(11)	
918,25	1817,37	4 <sup>+</sup>	- 2 <sup>+</sup>	0,285(14)	-0,055(16)	E2

Продолжение табл.2

1	2	3	4	5	6	7
984,00	2257,92	5 <sup>-</sup>	4 <sup>+</sup>	-0,230 ( 7 )	-0,012(10)	0,00( 2 )
1048,97	1948,10	3 <sup>+</sup>	2 <sup>+</sup>	0,42 ( 2 )	0,16 ( 3 )	+2,4 ( 3 ) или +0,75(15)
1250,74	2157,86	4 <sup>+</sup> 3 <sup>+</sup>	2 <sup>+</sup>	0,35 ( 4 )	-0,01 ( 4 )	
1275,77	2549,69	3	4 <sup>+</sup>	-0,11 ( 3 )	-0,01 ( 3 )	+0,03( 5 ) или $I/\delta = -0,05(+15,-4)$
		4 <sup>+</sup>	4 <sup>+</sup>			-0,8 ( 2 )
1351,00	1351,00	2 <sup>+</sup>	0 <sup>+</sup>	0,213(15)	-0,001(19)	E2
1665,12	1665,12	2 <sup>+</sup>	0 <sup>+</sup>	0,270(14)	-0,010(17)	E2
1681,11	1681,10	1	0 <sup>+</sup>	-0,107(11)	0	
1721,29	2620,41	3	2 <sup>+</sup>	-0,234(12)	0,032(16)	+0,01( 2 )
1760,89	1760,89	2 <sup>+</sup>	0 <sup>+</sup>	0,28 ( 2 )	-0,02 ( 3 )	E2
1871,76	1871,76	1	0 <sup>+</sup>	-0,106( 8 )	0	
1933,23	1933,23	1	0 <sup>+</sup>	-0,14 ( 3 )	0	
1987,51	2886,63	2 <sup>+</sup> ,3	2 <sup>+</sup>	-0,11 ( 2 )	-0,02 ( 3 )	

Таблица 3

Выбор квантовых характеристик уровней  $204_{\text{Pb}}$ 

$E_i, \text{кэВ}$	$E_u, \text{кэВ}$	Следующие $I_i^{\text{P}}$ исключаются по причинам:					Принято
		1	2	3	4	5	
1274	374,80	0,1		3	4 <sup>-</sup>		4 <sup>+</sup>
1351	1351,00	1					2 <sup>+</sup>
	451,87	0	4		2 <sup>-</sup>		
1563	289,36	2	2,(6)	3,5	3 <sup>-</sup> ,5 <sup>-</sup>		4 <sup>+</sup>
1583	1582,6						2 <sup>+</sup>
	683,57	0,1			3 <sup>-</sup>	2 <sup>-</sup> ,3,4 <sup>-</sup>	
1605	705,66	0,1,2	0,4	2	3 <sup>-</sup>		3 <sup>+</sup>
	330,77		2,6		3 <sup>-</sup> ,5 <sup>-</sup>		
1665	1665,12	1					2 <sup>+</sup>
	765,99	1	0,4				
1681	1681,11		2				1
	781,97		4		2 <sup>-</sup> ,3 <sup>-</sup>		
1761	1760,89	1					2 <sup>+</sup>
	862,0	0,1		3	2 <sup>-</sup>		
1817	918,25	0,1		2,3,5			4 <sup>+</sup>
1872	1871,76		2				1
1933	1933,23		2				1
1948	1048,97	0,1,2	4	(2 <sup>+</sup> )	3 <sup>-</sup>		3 <sup>+</sup>
2065	791,21	2,3,4	2,6	4	3 <sup>-</sup> ,5 <sup>-</sup>		5 <sup>+</sup>
2386	823,02	3,4	2,6	4	5 <sup>-</sup>		5 <sup>+</sup>
2887	1967,51	0,1	4		2 <sup>-</sup>		2 <sup>+</sup> ,3

Таблица 4

Значения энергии и относительной интенсивности  $\gamma$ -лучей  $^{204}\text{Pb}$ ,  
не размещенных в схеме уровней

$E_{\gamma}$ , кэВ	$I_{\gamma}$ , отн. ед.	$E_{\gamma}$ , кэВ	$I_{\gamma}$ , отн. ед.
355,72(15)	0,12(2)	1687,9 (3)	0,08(2)
416,2 (2)	0,24(2)	1691,9 (2)	0,18(2)
588,00(15)	0,40(3)	1749,8 (3)	0,09(2)
610,7 (2)	0,43(9)	1778,8 (2)	0,47(4)
650,5 (2)	0,16(2)	2139,0 (3)	0,21(2)
812,8 (2)	0,17(3)	2268,9 (5)	0,08(2)
950,3 (3)	0,24(3)	2282,3 (5)	0,23(2)
1112,1 (2)	0,20(2)	2422,5 (5)	0,09(2)
1131,6 (4)	0,06(2)	2590,7 (3)	0,11(2)
1135,7 (4)	0,06(2)	2632,5 (5)	0,18(2)
1165,0 (3)	0,06(2)	2664,9 (4)	0,18(2)
1198,0 (3)	0,25(2)	2845,1 (5)	0,10(2)
1298,5 (3)	0,12(2)	2939,9 (5)	0,06(2)
1448,2 (2)	0,21(2)	3141,7 (4)	0,15(2)
1491,6 (3)	0,20(2)		

## Список литературы

1. Галлези С.Н., Говор Л.И., Демидов А.М. и др. //Ядерная физика. 1984. Т. 40. С.561.
2. Демидов А.М., Говор Л.И., Баскова К.А. Изучение возбужденных состояний ядер. Алма-Ата: Наука, 1986.
3. Schmorak M.R. //Nucl.Data Sheets. 1984. V.43. P.383.
4. Schmorak M.R. //Nucl. Data Sheets. 1987. V.50. P.719.
5. Hanly J.M., Hicks S.E., McEllistrem M.T., Yates S.W. //Phys.Rev. 1988. V.C37. P.1840.
6. Дзелепов Б.С., Кузнецова М.Я., Попова Т.И., Приходцева В.П. // Известия АН СССР. Сер. физическая. 1984. Т.48. С.1792.
7. Sheldon E., Mathur S., Donati D. ///Comp.Phys.Comm. 1969. V.2. P.272.
8. Kantele J., Luontama M., Trzaska W. et al. //Phys.Lett. 1986. V.B171. P.151.
9. Демидов А.М., Говор Л.И., Куркин В.А. и др. //Ядерная физика. 1988. Т.47. С.897.

Статья поступила в редакцию 3 марта 1989 г.

Библиографический индекс работ, помещенных в настоящем выпуске,  
в Международной системе СИИДА

Element S	A	Quan- tity	Labora- tory	Work- type	Energy (eV)		Page	COMMENTS
					min	max		
AL	027	NA	MIM	EXPT	1.5+7		101	MOISEEV+ ACTIV,SIG=110+-2 MB
ZN	064	NP	FRT	MLXT	FISS		117	GRIGOR'EV+ ACTIV,MEAS,EVAL,SIG,TBL
ZP	090	N2N	FRT	MLXT	FISS		117	GRIGOR'EV+ ACTIV,MEAS,EVAL,SIG,TBL
NB	093	DIN	FEI	EVAL	7.0+5	5.0+6	51	PRONYAEV+ 9 LVLS,EXCIT FNS,GRPH,CFD
NB	093	SIN	FEI	EVAL	3.0+5	1.6+7	51	PRONYAEV+ MDL CALC,SIG(E),GRPH,CFD
NB	093	DNG	FEI	EVAL	1.2+6	1.7+6	51	PRONYAEV+ G-SPECS AT 2EN,GRPH,CFD
NB	093	NEG	FEI	EVAL	5.0+5	2.0+7	51	PRONYAEV+ SIG(E),GRPH,CFD EXPT,EVAL
RU	106	NG	RI	EVAL	1.0+5	2.0+6	63	TROFIMOV. SYSTEMATIC,SIG(E),GRPH
CD	111	DIN	FRT	EXPT	FISS		117	GRIGOR'EV+ ACTIV,SIG GVN
SN	116	TOT	FEI	EVAL	2.0+4	5.0+6	90	PRONYAEV+ CALC CFD EXPT,SIG(E),GRPH
SN	118	TOT	FEI	EVAL	2.0+4	5.0+6	90	PRONYAEV+ CALC CFD EXPT,SIG(E),GRPH
SN	120	TOT	FEI	EVAL	2.0+4	5.0+6	90	PRONYAEV+ CALC CFD EXPT,SIG(E),GRPH
I	129	NG	RI	EVAL	1.0+5	2.0+6	63	TROFIMOV. SYSTEMATIC,SIG(E),GRPH
CS	135	NG	RI	EVAL	1.0+5	2.0+6	63	TROFIMOV. SYSTEMATIC,SIG(E),GRPH
CE	144	NG	RI	EVAL	1.0+5	2.0+6	63	TROFIMOV. SYSTEMATIC,SIG(E),GRPH
PB	204	DNG	KUR	EXPT	FAST		131	DEMIDOV+ REAC,G-INT,ANGDIST,POLRZ,TBL
PB	204	RES	KUR	EXPT	FAST		131	DEMIDOV+ J,INT G-TRANSL FROM NN'G,TBL
U	235	NUD	FEI	EXPT	MAXW		125	MAKSYUTENKO+ 4 GROUP DEL N SPEC,GRPH
FU	239	SFN	FEI	EXPT	1.5+6		106	SUKHIKH+ VDG,TOF,N-SPEC,ANISOTR,TBL
MANY		NG	RI	EVAL	5.0+5	2.0+6	63	TROFIMOV. SYSTEMATIC,SIG VS (N-Z)/A,GRPH

Технический редактор Н.А.Борзова

---

Подписано к печати 20.09.89 г. ТБ-02865 Бумага писчая № I  
Офсетная печать Усл.п.л. 9 уч.-изд.л. 6,5 Тираж 380 экз.  
Цена 4 руб.56 коп. Индекс 3645 I2 статей Заказ тип. № 1120

---

Отпечатано на ротапринтере.  
249020 г.Обнинск Калужской обл., ФЭИ

**ФИЗИКО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ ПРЕДЛАГАЕТ  
ВАШЕМУ ВНИМАНИЮ СЛЕДУЮЩИЕ РАЗРАБОТКИ:**

**ИЗМЕРИТЕЛИ РЕАКТИВНОСТИ**

Предназначены для проведения физических измерений на атомных станциях, исследовательских реакторах, критических стендах, транспортных энергетических установках, обеспечивая безопасность эксплуатации и качество экспериментальных исследований.

Принимаются заказы на изготовление реактиметров 4 типов:

- 1 - Оперативный контроль реактивности и организация физических измерений эксплуатационным персоналом РУ АС, исследовательских реакторов и ЯЭУ другого назначения. Выполнены на основе микропроцессора К 580.
- 2 - Выполнение физизмерений в процессе пуска и эксплуатации АС, ИР и КС. На основе микропроцессора К 580.
- 3 - То же на основе персонального компьютера и стандартных блоков УСО.
- 4 - Оперативный контроль реактивности организации аварийной защиты на РУ АС, ИР и КС. На основе микропроцессора К 580.

Динамический диапазон вычисления реактивности - восемь десятичных порядков.

**ИЗМЕРИТЕЛЬНАЯ СИСТЕМА ДЛЯ НЕРАЗРУШАЮЩЕГО КОНТРОЛЯ  
СОСТАВА ИЗДЕЛИЙ**

Предназначена для операционного контроля состава исполнительных элементов органов регулирования систем управления и защиты (СУЗ) ядерных реакторов, а также для контроля изменения состава изделий, проходящих радиационные испытания или отработавших свой ресурс в ядерном реакторе.

Совместно с реактором нулевой мощности может использоваться для технологического контроля количественного и качественного состава изделий без их разрушения в любой отрасли промышленности.

Измерительная система включает:  
ротационный осциллятор реактивности,  
магазин-кассету с контролируемым изделием и изделием-эталоном;  
блок сопряжения устройства с ЭВМ;  
линии связи;  
микро-ЭВМ, совместимую с IBM PC, управляющей процессом определения состава.

## ИЗМЕРИТЕЛЬНАЯ СИСТЕМА ДЛЯ ПРЕЦИЗИОННОГО КОНТРОЛЯ ТЕПЛОВОГО СОСТОЯНИЯ ОБЪЕКТА

Предназначена для определения мощности тепловыделения микроваттного уровня полной и выделившейся энергии в конструкциях реактора и других объектах науки и техники (медицине, биологии, химии и др.).

На природу возникновения источников тепла ограничений не накладывается.

Измерительная система включает в себя:

измерительный зонд, состоящий из калориметрических датчиков и датчиков температуры;

линию связи с ЭВМ;

блок сопряжения, выполненный в стандарте КАМАК;  
микро-ЭВМ, совместимую с IBM PC.

Система построена по модульному принципу и позволяет работать с одним и несколькими (до 16-ти) датчиками.

Технические характеристики

Чувствительность измерительной системы по мощности тепловыделения, Вт/см

при температуре  $T=20-50$  К .....  $10^{-7}$   
при температуре  $T=50-600$  К .....  $10^{-5}$

Габаритные размеры измерительного зонда, мм

диаметр ..... 4-50  
высота ..... 10-100  
толщина измерительной оболочки ..... 1

Рабочий объем калориметра относительно  
объема зонда, % ..... 80-90

Адрес для заключения договоров и справок:  
249020, Обнинск, Калужской обл., пл.Бондаренко, 1,  
Физико-энергетический институт

**ФИЗИКО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ ПРЕДЛАГАЕТ  
ВАШЕМУ ВНИМАНИЮ СЛЕДУЮЩИЕ УСЛУГИ:**

**ОБЛУЧЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ УСТРОЙСТВ, ОБРАЗЦОВ, ПРОБ,  
БИОЛОГИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ;**

**ИСПЫТАНИЕ ДЕТЕКТОРОВ НЕЙТРОНОВ И  $\gamma$ -ИЗЛУЧЕНИЯ;**

**ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК И АТТЕСТАЦИЮ БЛОКОВ  
ДЕТЕКТИРОВАНИЯ СИСТЕМ КОНТРОЛЯ НЕЙТРОННОГО ПОТОКА  
ЯДЕРНО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСТАНОВОК,  
ЧТО ПОЗВОЛИТ ВАМ ПОВЫСИТЬ ТОЧНОСТЬ И НАДЕЖНОСТЬ  
ИЗМЕРЕНИЙ ПОТОКА НЕЙТРОНОВ.**

Облучение и метрологические испытания проводятся в Физико-энергетическом институте в каналах образцового источника нейтронов БР-1 переменной интенсивности.

Диапазон воспроизводимых значений плотности потока тепловых нейтронов от  $10^7$  до  $6 \cdot 10^{11}$  м<sup>-2</sup> с<sup>-1</sup>. Это дает возможность проводить аттестацию аппаратуры в широком интервале значений плотности потока нейтронов.

Оригинальность конструкции реактора позволяет обеспечить облучение устройств в канале со спектром нейтронов, близким к спектру нейтронов деления при значениях плотности потока нейтронов до  $5 \cdot 10^{14}$  м<sup>-2</sup> с<sup>-1</sup>, а также облучение в экспериментальных каналах со специально смоделированным спектром нейтронов.

**АНАЛИЗ МАТЕРИАЛОВ НА СОДЕРЖАНИЕ ПРИМЕСЕЙ И ЭЛЕМЕНТНЫЙ СОСТАВ,  
В ТОМ ЧИСЛЕ:**

инструментальное, экспрессное определение содержания кислорода в различных материалах;

инструментальное определение элементного состава сталей, сплавов, керамических композиций (включая контроль готовой продукции);

инструментальное и радиохимическое определение как отдельных металлических примесей в различных материалах, так и групп примесей.

Границы определяемых содержаний, % масс .....  $10^{-3}$  -  $10^{-5}$   
Точность определений, % отн..... 10 - 30

Адрес для справок и заключения договоров: 249020, г.Обнинск,  
Калужская область, пл.Бондаренко,1, Физико-энергетический институт.

Телефоны для выполнения услуг 1-3: 9-83-98, 9-85-70, 9-73-70,  
4: 9-64-72, 9-80-43.

УДК 621.039.51

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ И РАСЧЕТНОЕ ИЗУЧЕНИЕ РЕАКТИВНОСТИ МАЛЫХ ОБРАЗЦОВ В КРИТИЧЕСКИХ СБОРКАХ С РАЗНОЙ ГЕТЕРОГЕННОЙ СТРУКТУРОЙ/С.М.Бедняков, В.А.Дулин, В.Хайнцельман. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1989, вып.3, с.3-14.

На критических сборках - моделях реактора типа БН-600 с разной степенью гетерогенности топлива исследовано качество введения гетерогенных и билинейных резонансных поправок к расчетам центральных коэффициентов реактивности материалов-стандартов, имеющих хорошо известные сечения. Для этого проведены необходимые измерения. Гетерогенные и билинейные резонансные поправки получались двумя методами: на основе интегрально-транспортного приближения и более точного приближения, разработанного В.Хайнцельманом, учитывающего, в частности, зависимость потока и ценности нейтронов от направления их рассеяния. Показано, что реактивный метод является надежным инструментом проверки точности расчета баланса делений и захватов в делящихся элементах (рис.1, табл.6, список лит. - 10 назв.).

УДК 539.170.13

ВЛИЯНИЕ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТИ НЕЙТРОННОЙ СИЛОВОЙ ФУНКЦИИ  $^{238}\text{U}$  НА РАСЧЕТ РЕЗОНАНСНОЙ СТРУКТУРЫ В ОБЛАСТИ НЕРАЗРЕШЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ/В.Н.Косеев, Г.Н.Мантуров, В.В.Синица. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1989, вып.3, с.15-27.

В работе исследуется влияние неопределенности знания средних резонансных параметров  $^{238}\text{U}$  на расчет фактора самозранировки полного сечения и сечения радиационного захвата и соответствующих дисперсионских приращений. Показано, что имеющаяся неопределенность в силовой нейтронной функции  $S_0 \sim 0,9 - 1,2 \cdot 10^{-4}$  слабо сказывается на описании самозранировки сечения радиационного захвата. В то время как эффект самозранировки полного сечения зависит от величины  $S_0$ , но требования к точности его описания удовлетворены при имеющейся неопределенности в силовой нейтронной функции (рис.5, табл.1, список лит. - 26 назв.).

УДК 539.172.4

СОГЛАСОВАННОЕ ОПИСАНИЕ ПЛОТНОСТИ УРОВНЕЙ И ВЕРОЯТНОСТИ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР/А.В.Игнатюк. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1989, вып.3, с.28-50.

Рассмотрены основные представления современного теоретического описания плотности уровней возбужденных ядер. Показана важная роль согласованного учета оболочечных и коллективных эффектов при анализе и систематике экспериментальных данных: плотности нейтронных резонансов, испарительных спектров частиц, энергетической зависимости делимостей ядер нейтронами, легкими и тяжелыми заряженными частицами (рис.7, табл.1, список лит. - 34 назв.).

УДК 539.172.4

СОБЕДННАЯ ОЦЕНКА ФУНКЦИ ВОЗБУЖДЕНИЯ УРОВНЕЙ И  $\gamma$ -СПЕКТРОВ ПРИ НЕУПРУГОМ РАССЕЯНИИ НЕЙТРОНОВ НА  $^{93}\text{Nb}$ /В.Г.Проньев, Т.С.Беланова, А.И.Блохин, А.В.Игнатюк. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1989, вып.3, с.51-62.

Проведена ревизия файла оцененных нейтронных сечений  $^{93}\text{Nb}$  для библиотеки BROND. Новая версия файла включает пересмотренные функции возбуждения уровней неупругого рассеяния, энергоугловые распределения вторичных нейтронов, сечения образования и спектры  $\gamma$ -квантов. Оценка выполнена в рамках оптико-статистического подхода (функции возбуждения уровней при неупругом рассеянии, энергоугловые распределения вторичных нейтронов) или анализа экспериментальных данных (сечения выхода  $\gamma$ -лучей и спектры  $\gamma$ -квантов). Результаты анализа использованы при формировании новой версии файла  $^{93}\text{Nb}$  для библиотеки оцененных нейтронных сечений BROND (рис.6, табл.1, список лит. - 42 назв.).

УДК 539.172.4

ИЗОТОПИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ СЕЧЕНИЯ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА ЯДЕР СРЕДНИХ И ТЯЖЕЛЫХ МАСС ПРИ ЭНЕРГИИ НЕЙТРОНОВ 0,5-2,0 МэВ/ Д.Н.Трофимов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1989, вып.3, с.63-75.

На основе экспоненциальной зависимости сечения от энергии реакции установлена зависимость сечений радиационного захвата нейтронов от параметра нейтронного избытка ядер средних и тяжелых масс при энергии нейтронов 0,5-2 МэВ. Адекватное описание изотопической зависимости экспериментальных данных о сечениях радиационного захвата нейтронов ядер позволило сделать оценки труднодоступных для измерения сечений ядер - продуктов деления  $^{95,97}\text{Nb}$ ,  $^{105}\text{Rh}$ ,  $^{100}\text{Ru}$ ,  $^{111}\text{Ag}$ ,  $^{129,131}\text{I}$ ,  $^{132}\text{Te}$ ,  $^{135}\text{Cs}$  и  $^{144}\text{Ce}$ . Проведено сравнение с имеющимися оценками (рис.4, табл.1, список лит. - 16 назв.).

УДК 621.039.5+519.85

ПРИМЕНЕНИЕ КОМПЛЕКСА ПРОГРАММ BRAND ДЛЯ АНАЛИЗА АКТИВАЦИОННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ/А.А.Андросенко, П.А.Андросенко, А.Н.Давлетшин, В.А.Толстикова. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, вып.3, с.76-89.

В статье рассмотрены вопросы, связанные с использованием комплекса программ BRAND, моделирующего процессы переноса нейтронного излучения методом Монте-Карло, для анализа результатов по измерению сечений методом активации. Приведены результаты расчетов поправок на рассеяние нейтронов в воздухе, в активированном образце, которые сравниваются с результатами других авторов. Рассмотрена проблема выбора достаточной статистической точности получаемых результатов расчета, предложен и обоснован критерий выбора на основе анализа полученных результатов расчетов. Обсуждаются вопросы, связанные с возможностями использования комплекса при планировании предстоящих экспериментов, анализе экспериментальных результатов, а также указаны желательные направления расширения возможностей комплекса программ BRAND (рис.4, табл.1, список лит. - 8 назв.).

УДК 539.172.4

НЕЙТРОННЫЕ СЕЧЕНИЯ И СИЛОВЫЕ ФУНКЦИИ ИЗОТОПОВ ОЛОРА В МЕТОДЕ СВЯЗИ МНОГИХ КАНАЛОВ/В.Г.Проняев, В.Н.Кононов, Р.М.Тимохов, Е.Л.Трыков. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1989, вып.3, с.90-100.

Метод связи многих каналов был использован при анализе низкоэнергетических нейтронных силовых функций и сечений на изотопах  $^{116}, ^{118}, ^{120}\text{Sr}$ . Учет в схеме связи каналов неупругого рассеяния с возбуждением низколежащих коллективных состояний позволяет описать имеющиеся экспериментальные данные без введения сильной энергетической зависимости параметров оптического потенциала (рис.3, табл.1, список лит. - 4 назв.).

УДК 539.172.4

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИИ  $^{27}\text{Al} (n, \alpha) ^{24}\text{Na}$  ПРИ ЭНЕРГИИ НЕЙТРОНОВ 14,8 МэВ/ Н.Н.Моисеев, З.А.Рамендик, В.Т.Кебелев. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1989, вып.3, с.101-105.

Сечение реакции  $^{27}\text{Al} (n, \alpha) ^{24}\text{Na}$  измерено методом активации при энергии нейтронов 14,8 МэВ. Его значение получено равным  $(10 \pm 2)$  мб. Плотность потока нейтронов измерена с погрешностью не более 1%. Измерение наведенной активности осуществлялось методом  $\beta$ - $\gamma$ -совпадений и на сцинтилляционном  $\gamma$ -спектрометре (табл.1, список лит. - 8 назв.).

УДК 539.173.4

АНАЛИЗ СПЕКТРА МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР ПЛУТОНИЯ-239/ С.Э.Сухих, Г.Н.Ловчикова, В.А.Виноградов, В.В.Журавлев, А.В.Поляков, О.А.Сальников (ФЭИ), Х.Мертен, А.Рубен (ГДР). - Вопросы атомной науки и техники, Сер. Ядерные константы, 1989, вып.3, с.106-116.

Измерены спектры мгновенных нейтронов деления для двух углов вылета относительно направления первичных нейтронов для ядер плутония-239, начальная энергия нейтронов 1,5 МэВ. Измерения проведены с использованием техники пролета и газовой тритиевой мишени в качестве источника нейтронов. Использование стандартного спектра  $^{252}\text{Cf}$  для определения эффективности нейтронного детектора позволило свести к минимуму влияние фона от канала коллиматора и избежать неопределенности калибровки временной шкалы спектрометра. Экспериментальные результаты сравнивались с расчетами спектров нейтронов деления по обобщенной модели Медленда-Никса. Результаты расчета хорошо согласуются с экспериментально измеренным спектром (рис.3, табл.1, список лит. - 21 назв.).

УДК 539.172.4

ИЗМЕРЕНИЕ И ОЦЕНКА СРЕДНИХ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИИ  $^{64}\text{Zr}(n,p)^{64}\text{Cu}$ ,  $^{90}\text{Zr}(n,2n)^{89}\text{Zr}$ ,  $^{111}\text{Cd}(n,n')^{111m}\text{Cd}$  ДЛЯ НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ  $^{235}\text{U}$ /  
Е.И.Григорьев, Д.А.Мелехин, В.С.Трошин, В.П.Дрына. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1989, вып.3, с.117-124.

Измерены средние сечения реакций  $^{64}\text{Zr}(n,p)^{64}\text{Cu}$ ,  $^{90}\text{Zr}(n,2n)^{89}\text{Zr}$ ,  $^{111}\text{Cd}(n,n')^{111m}\text{Cd}$  в спектре деления  $^{235}\text{U}$ . Получены значения соответственно  $34,4 \pm 0,8$  мб,  $0,0945 \pm 0,0045$  мб,  $198 \pm 4$  мб. Для  $^{64}\text{Cu}$  абсолютная интенсивность квантов 0,511 МэВ принята равной 0,343. Оценка по совокупности литературных данных для реакций на цинке и цирконии дала результат  $33,8 \pm 0,7$  мб и  $0,0966 \pm 0,0024$  мб. Литературные данные по реакции на кадмии отсутствуют, поэтому оценку не проводили (табл.6, список лит. - 12 назв.).

УДК 539.173.84

ДУХМЕРНЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ СПЕКТРОВ ЗАПАДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ/  
Б.П.Макстенов, Д.Ф.Балакшев, С.В.Игнатъев. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1989, вып.3, с.125-130.

Из экспериментальной информации, полученной двухмерным методом, восстановлены спектры четырех групп западывающих нейтронов при делении урана-235 тепловыми нейтронами. Рассчитаны их средние энергии и относительные выходы. Показаны некоторые возможности двухмерного метода для проверки полученных результатов, которые сравниваются с данными других авторов (рис.6, табл.1, список лит. - 5 назв.).

УДК 539.172

ИССЛЕДОВАНИЕ  $\gamma$ -ИЗЛУЧЕНИЯ  $^{204}\text{Pb}$  В РЕАКЦИИ  $(n,n')$ /А.М.Демидов, И.В.Михайлов, Д.К.Черепанцев. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1989, вып.3, с.131-144.

На выведенном пучке быстрых нейтронов реактора в реакции  $(n,n')$  измерены  $\gamma$ -спектр, угловые распределения и линейная поляризация  $\gamma$ -квантов  $^{204}\text{Pb}$ . Составлена схема  $\gamma$ -переходов  $^{204}\text{Pb}$ . Найдены смеси мультиполей для  $\gamma$ -переходов между низколегадими уровнями  $^{204}\text{Pb}$  (табл.4, список лит. - 9 назв.).

