

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:
Ядерные константы

ВЫПУСК

1 (45)

1982

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Главный редактор О.Д. КАЗАЧКОВСКИЙ

НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

Зам. главного редактора Л.Н. УСАЧЕВ

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

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

Зам. главного редактора А.Г. ЗЕЛЕНКОВ

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

ЯДЕРНО-РЕАКТОРНЫЕ ДАННЫЕ

Зам. главного редактора М.Ф. ТРОЯНОВ

И.А. Архангельский, П.П. Благоволин, А.И. Воропаев, А.Ю. Гагаринский,
Т.В. Голашвили, Л.В. Диев, В.П. Жарков, С.М. Зарицкий, Ю.А. Казанский,
Е.П. Кунегин, А.А. Лукьянов, В.Ф. Лыбченко, В.Г. Мадеев, В.И. Матвеев,
В.А. Наумов, М.Н. Николаев, Р.В. Никольский, Г.Б. Померанцев,
Л.В. Точеный, В.В. Хромов, О.В. Шведов

Ответственный секретарь Д.А. КАРДАШЕВ

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

Серия: ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ

Научно-технический сборник

Выпуск 1(45)

НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

Москва	ЦНИИАтоминформ	1982
--------	----------------	------

СОДЕРЖАНИЕ

Бергман А.А., Медведев А.Н., Самсонов А.Е., Толстиков В.А., Колосовский А.Г., Мордоской М.В., Маликжонов А. Измерение сечения радиационного захвата нейтронов для ^{236}U в области энергий 0,1-50 кэВ	3
Фёрч Г., Шмидт Д., Зелгер Д., Штрайль Т., Ловчикова Г.Н., Труфанов А.М. Сечения упругого и неупругого рассеяния нейтронов на ядрах ^6Li и ^7Li в области энергий 7-10 МэВ	7
Вертебный В.П., Ворона П.Н., Гнидак Н.Л., Кривенко В.Г., Павленко Е.А., Сенченко Т.А. Пересмотренные сечения рассеяния и захвата серы для нейтронов в области энергий 0,024-2 эВ	10
Пивоваров В.А. Погрешности приближения постоянства плотности столкновений в мультигрупповых константах	14
Комаров А.В., Лукьянов А.А. Учет влияния резонансов р-волны при анализе эксперимента по пропусканию нейтронов через образцы железа	23
Клепацкий А.Б., Коньшин В.А., Суховицкий Е.Ш. Оптический потенциал для тяжелых ядер	29
Корнилов Н.В., Виноградов В.Н., Гай Е.В., Работнов Н.С., Сальников О.А., Райч П., Дароци Ш., Надь Ш., Чикаш Й. Оценка сечения реакции $^{238}\text{U}(n, 2n)$ от порога до 19 МэВ	33
Библиографический индекс работ, помещенных в настоящем выпуске, в Международной системе СИИДА	41

УДК 539.171.4

ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЯ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ
ДЛЯ ^{236}U В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 0,1-50 кэВ

А.А. Бергман, А.Н. Медведев, А.Е. Самсонов, В.А. Толстиков,
А.Г. Колосовский, М.В. Мордовской, А. Маликжонов

MEASUREMENT OF THE NEUTRON RADIATIVE CAPTURE CROSS-SECTION
FOR ^{236}U IN THE NEUTRON ENERGY RANGE FROM 0,1 TO 50 keV.
The neutron radiative capture cross-section for ^{236}U in the
neutron energy range 0,1-50 keV have been obtained. The neu-
tron slowing down spectrometer was used. The cross-section
are normalized using the well thermalized neutron spectrum.
The full error of the cross-section is equal 1,5-3,4%.

Исследования динамики накопления трансактинидов в быстрых реакторах, а также выбор оптимального топливного цикла таких реакторов требуют хорошего знания сечения радиационного захвата нейтронов для ^{236}U . Требуемая точность оцененного значения этого сечения в широком диапазоне энергий нейтронов составляет около 3%. Между тем в области энергий ниже 200 кэВ, где расположена основная часть нейтронного спектра промышленных быстрых реакторов, экспериментальных данных по сечению σ_n ^{236}U практически нет. В целях устранения этого пробела и была предпринята настоящая работа.

Методика измерений. Измерения проведены на нейтронном спектрометре по времени замедления нейтронов в свинце [1-3]. Энергетический ход сечения измерялся в изотропном нейтронном поле рабочего канала свинцового замедлителя. Нейтроны (D-T)-реакции генерировались в объеме свинцового куба с частотой 960 Гц и длительностью нейтронной вспышки, равной 0,5 мкс.

Энергетическое разрешение спектрометра достаточно хорошо описывается распределением Гаусса [1,4]. Относительная ширина функции распределения на половине высоты τ_E/\bar{E}_n меняется от 0,8 при $\bar{E}_n \approx 50$ кэВ до 0,34 при $\bar{E}_n \approx 1$ кэВ. Нормирование сечений проводилось в термализованном потоке нейтронов, получаемом нестационарным методом в графитовой призме [2,3].

Образец ^{236}U (99,845%-ного обогащения), использованный в работе, представлял собой цилиндр с U_3O_8 , надеваемый на детектор. Окись урана герметизировалась в полости размерами $\phi 22,5 \times 21,5$ мм и длиной 64,5 мм. Стенки цилиндрического контейнера выполнялись из дуралюмина толщиной 0,3 мм. Масса ^{236}U составляла 6,477 г, а его эффективная толщина $\bar{n} - 1,234 \cdot 10^{21}$ ядро/см².

Детектором, с помощью которого были проведены основные измерения в свинцовом кубе и графитовой призме, являлся газовый пропорциональный счетчик специальной конструкции [5,6], имеющий эффективность регистрации γ -квантов, пропорциональную их энергиям. Это означает, что эффективность регистрации счетчика $\epsilon_{\text{рег}}$ зависит только от полной энергии γ -квантов, выделяемой при радиационном захвате нейтронов и не зависит от возможных изменений в γ -спектрах, т.е.

$\epsilon_{\text{рег}} \approx \text{const } V_n$, где V_n - энергия связи нейтрона в ядре.

Однако на практике указанное свойство счетчика трудно проверить для всего диапазона энергий γ -квантов, поэтому дополнительной мерой в настоящей работе было исследование, проведенное на сцинтилляционном детекторе с кристаллом BaF_2 , который имел эффективность регистрации радиационного захвата, сильно зависящую от формы γ -спектров захвата. Кристалл выполнен в виде цилиндра диаметром 1 см и длиной 5 см. Светосбор с кристалла осуществлялся на ФЭУ-85.

На этом детекторе проведено сравнение отношения сечения ^{236}U в области энергий нейтронов 60-20 кэВ и в резонансной области энергий около 5,5 эВ для двух амплитудных окон, соответствующих энергиям γ -квантов 150-650 и 650 кэВ и выше. Детектор был наиболее чувствителен к изменениям в γ -спектре примерно до 650 кэВ. Сравнение показало, что в том и другом амплитудном окне

ход сечения одинаков и имеет погрешность 3%. Следовательно, нет изменений и в γ -спектрах, соответствующих этим окнам при приведенных выше изменениях энергий нейтронов. Таким образом, можно сделать вывод, что основное измерение энергетического хода сечения, проведенное с помощью газового пропорционального счетчика с эффективностью регистрации γ -квантов, пропорциональной их энергиям, является надежным.

Серьезная трудность при измерении сечений ^{236}U заключалась также в том, что это сечение в тепловой области мало и известно с недостаточной точностью, что делает невозможным нормирование сечений с требуемой точностью по его же тепловому сечению.

Для выявления элемента, наиболее подходящего при нормировании, также был применен детектор с кристаллом BaF_2 . С его помощью проведено сравнительное исследование аппаратурных γ -спектров ^{236}U и элементов с различными спектрами, для которых тепловые константы хорошо известны. Исследования образцов меди, ртути, алюминия, золота показали, что наиболее близким к ^{236}U является γ -спектр образца золота. Поэтому нормирование было проведено с образцом золота на газовом пропорциональном счетчике, на котором проведены основные измерения. Геометрическая форма образцов золота и урана была одинаковой. Образец золота имел массу 7,783 г и эффективную толщину $1,81 \cdot 10^{21}$ ядро/см².

Обработка результатов измерений. Сечение радиационного захвата нейтронов рассчитывалось по формуле

$$\sigma_{\gamma}(\bar{E}) = K \frac{J_{\gamma}^6(\bar{E})}{J_B(\bar{E})} \frac{1}{\sqrt{\bar{E}}} \frac{[1 + \gamma(\bar{E})]}{[1 + \delta(\bar{E})]},$$

где K - нормировочный коэффициент, определяемый по измерению с образцом ^{197}Au в графитовой призме; $J_{\gamma}^6(\bar{E})$ - интенсивность счета от образца ^{236}U ; $J_B(\bar{E})$ - интенсивность счета борным счетчиком актов реакции $^{10}\text{B}(n, \alpha)$; $[1 + \gamma(\bar{E})]$ - поправка на отклонение сечения реакции $^{10}\text{B}(n, \alpha)$ от закона $1/v$ согласно данным работы [7]; $[1 + \delta(\bar{E})]$ - поправка, обусловленная разрешением спектрометра. При этом учитывались следующие константы: $\sigma_{\gamma}^{\text{Au}}(k, T) = 98,8 \pm 0,3 \text{ с}^{\text{x}}$ [8]; f (фактор Весткотта) = 1,005 [9]; $B_n^{\text{Au}} = 6512,7 \pm 10,8 \text{ кэВ}$ [8]; $B_n^6 = 5124,5 \pm 3,2 \text{ кэВ}$ [8].

Поправки и погрешности измерений. При обработке результатов вводились поправки и оценивались погрешности измерений:

1. Среднеквадратическая ошибка отношения J_{γ}/J_B , которая не превышает 3,3% и обусловлена в основном статистикой (80-90%).
2. Погрешность нормировки, которая вместе с ошибками опорных констант равна 0,95%.
3. Поправка на рециклические нейтроны, не превышающая 1,5%. Экспериментально оценена и введена погрешность (0,2%), обусловленная генерацией фоновых нейтронов в моменты времени, близкие к времени основной нейтронной вспышки.
4. Погрешность, которая связана с увеличением эффективности регистрации реакции $^{10}\text{B}(n, \alpha)$ для более быстрых нейтронов и не превышает 0,2% при $\bar{E}_n \approx 50 \text{ кэВ}$.
5. Погрешность, связанная с наличием примесей в образце ^{236}U и не превышающая 0,2% (в образце присутствует 0,047% ^{235}U и 0,107% ^{238}U).
6. Поправка на экранировку нейтронного потока в тепловой области в борном счетчике СНМ-3, равная 0,6%, и аналогичная поправка для образца ^{197}Au , равная 9,9% [2].
7. Поправка на отклонение сечения реакции $^{10}\text{B}(n, \alpha)$ от закона $1/v$, введенная согласно данным работы [7]; она максимальна (4%) при $\bar{E}_n = 15 \pm 30 \text{ кэВ}$.
8. Погрешность определения времени регистрации событий. Для J_{γ} и J_B эта неточность не превышает 0,03 мкс, что дает погрешность в сечении 1,1% при $\bar{E}_n \approx 50 \text{ кэВ}$. С уменьшением энергии нейтронов эта погрешность становится ничтожно малой.
9. Погрешность в определении средней энергии нейтронов. Соотношение между средней энергией нейтронов и временем замедления определено в работе [1] с погрешностью 3%. В выражение для определения сечения $\sigma_{\gamma}^6(\bar{E})$ входит величина $1/\sqrt{\bar{E}}$, поэтому погрешность в сечении тем больше, чем больше его энергетический ход отличается от хода величины $1/\sqrt{\bar{E}}$. Максимальная погрешность, обусловленная погрешностью в определении средней энергии, не превышает 1,9%.

$$\times 1 \text{ барн} = 10^{-28} \text{ м}^2$$

10. Поправки на разрешение спектрометра для сечения σ_n^6 , введенные для области энергий нейтронов ≥ 1 кэВ, в которой сечения захвата меняются с энергией плавно и аппроксимируются выражением E_n^{-p} . В этом случае $\delta(\bar{E}) = 1/2 (\rho^2 - 0,25)(1/8 \ln 2)(\tau_E/\bar{E})$. Эта поправка составляет 0,5-0,4% при $\bar{E}_n = 1 \div 3$ кэВ и равна нулю при $\bar{E}_n > 3$ кэВ, где $\rho \approx 0,5$.

Результаты измерений. В табл.1 представлены значения сечений радиационного захвата для ^{236}U при 88 значениях энергий нейтронов, в табл.2 - усредненные в стандартных энергетических интервалах значения $\bar{\sigma}_n^6$. Приведены также погрешности измерений $\varepsilon(J_n/J_B, \bar{E})$ и $\varepsilon_{\text{полн}}$.

Таблица 1

Значения сечений радиационного захвата нейтронов ^{236}U

\bar{E}_n , кэВ	σ_n^6 , б	$\varepsilon(J_n/J_B; \bar{E})$, %	$\varepsilon_{\text{полн}}$, %	\bar{E}_n , кэВ	$\bar{\sigma}_n^6$, б	$\varepsilon(J_n/J_B; \bar{E})$, %	$\varepsilon_{\text{полн}}$, %
53,5	0,3767	3,5	3,7	0,740	4,309	1,7	1,9
41,5	0,4485	3,1	3,2	0,695	4,568	1,7	1,9
33,1	0,5084	2,9	3,1	0,654	4,800	1,7	1,9
27,1	0,5849	2,8	3,0	0,617	4,947	1,8	2,0
22,5	0,5673	3,1	3,2	0,582	4,978	1,8	2,0
19,0	0,6408	2,9	3,1	0,551	5,062	1,8	2,0
16,3	0,6848	2,9	3,1	0,522	4,985	1,8	2,0
14,1	0,7633	2,7	2,9	0,495	5,170	1,7	1,9
12,4	0,7761	2,8	3,0	0,470	5,185	1,7	1,9
10,9	0,8649	2,6	2,8	0,447	5,082	1,7	1,9
9,67	0,8938	2,6	2,8	0,426	5,254	1,7	1,9
8,65	0,8937	2,7	2,9	0,406	5,326	1,7	1,9
7,78	0,9556	2,6	2,8	0,388	5,329	1,7	1,9
7,04	1,009	2,5	2,7	0,370	5,210	1,7	1,9
6,39	1,054	2,5	2,7	0,354	5,317	1,7	1,9
5,84	1,117	2,5	2,7	0,332	5,376	1,5	1,7
5,35	1,178	2,5	2,7	0,305	5,555	1,5	1,7
4,92	1,195	2,5	2,7	0,282	5,679	1,5	1,7
4,54	1,270	2,6	2,7	0,261	5,734	1,5	1,7
4,20	1,347	2,6	2,8	0,242	5,868	1,8	2,0
3,90	1,332	2,8	3,0	0,226	6,325	1,8	2,0
3,51	1,406	2,4	2,6	0,211	7,125	1,8	2,0
3,07	1,452	2,7	2,9	0,197	7,677	1,8	2,0
2,71	1,580	2,7	2,9	0,185	7,646	1,8	2,0
2,40	1,691	2,6	2,8	0,174	6,870	1,8	2,0
2,15	1,930	2,4	2,6	0,163	6,301	1,8	2,0
1,94	1,981	2,5	2,7	0,154	6,195	1,8	2,0
1,75	2,221	2,4	2,6	0,145	6,932	2,2	2,4
1,59	2,306	2,5	2,7	0,138	8,302	2,2	2,4
1,45	2,413	2,4	2,6	0,130	10,08	2,2	2,4
1,33	2,645	2,0	2,2	0,124	11,10	2,2	2,4
1,22	2,726	1,7	1,9	0,117	11,81	2,2	2,4
1,13	2,972	1,6	1,8	0,112	11,35	2,2	2,4
1,05	3,193	1,4	1,6	0,106	10,56	2,2	2,4
0,971	3,376	1,8	2,0	0,101	10,17	1,8	2,0
0,904	3,529	1,7	1,9	0,097	10,23	1,8	2,0
0,844	3,737	1,7	1,9	0,093	11,01	1,8	2,0
0,789	2,021	1,7	1,9	0,089	12,17	1,8	2,0

Окончание табл. I

\bar{E}_n , кэВ	σ_f^6, σ	$\varepsilon(J_f/J_B; \bar{E}), \%$	$\varepsilon_{\text{полн}}, \%$	\bar{E}_n , кэВ	σ_f^6, σ	$\varepsilon(J_f/J_B; \bar{E}), \%$	$\varepsilon_{\text{полн}}, \%$
0,085	13,20	1,8	2,0	0,066	12,00	1,8	2,0
0,081	14,14	1,8	2,0	0,064	10,65	1,9	2,1
0,078	14,72	1,8	2,0	0,062	9,368	2,4	2,6
0,075	14,44	1,8	2,0	0,058	7,777	1,8	2,0
0,072	13,83	1,8	2,0	0,054	8,012	1,8	2,0
0,069	13,19	1,8	2,0	0,051	10,68	1,8	2,0

Таблица 2

Усредненные значения сечений радиационного захвата нейтронов ^{236}U

ΔE_n , кэВ	$\bar{\sigma}_f^6, \sigma$	$\bar{\varepsilon}(J_f/J_B; \bar{E}), \%$	$\bar{\varepsilon}_{\text{полн}}, \%$	ΔE_n , кэВ	$\bar{\sigma}_f^6, \sigma$	$\bar{\varepsilon}(J_f/J_B; \bar{E}), \%$	$\bar{\varepsilon}_{\text{полн}}, \%$
50-40	0,4276	3,2	3,4	3-2	1,695	1,4	1,7
40-30	0,4977	3,0	3,2	2-1	2,475	1,2	1,5
30-25	0,5724	3,0	3,2	1-0,9	3,423	1,5	1,8
25-20	0,5832	3,0	3,2	0,9-0,8	3,686	1,6	1,8
20-15	0,6685	2,2	2,4	0,8-0,7	4,238	1,4	1,7
15-10	0,7995	1,7	2,0	0,7-0,6	4,794	1,4	1,7
10-9	0,8925	2,6	2,8	0,6-0,5	5,021	1,5	1,7
9-8	0,9088	2,6	2,8	0,5-0,4	5,196	1,3	1,6
8-7	0,9759	2,6	2,8	0,4-0,3	5,360	1,3	1,6
7-6	1,050	2,5	2,7	0,3-0,25	5,694	1,4	1,7
6-5	1,154	1,9	2,1	0,25-0,15	6,746	1,6	1,9
5-4	1,277	1,6	1,9	0,15-0,10	9,797	1,9	2,2
4-3	1,398	1,8	2,0				

Первая погрешность включает в себя среднеквадратические погрешности всех изменяющихся с энергией величин, вторая величина - полная погрешность измерений - включает кроме $\varepsilon(J_f/J_B; \bar{E})$ погрешность нормирования, равную 0,95%.

Усреднение велось по формуле

$$\bar{\sigma}_f^6(\Delta \bar{E}) = \frac{1}{\bar{E}_1 - \bar{E}_2} \int_{\bar{E}_1}^{\bar{E}_2} \sigma_f^6(\bar{E}) d\bar{E}.$$

Последние два интервала энергий в табл.1 выбраны с учетом наблюдаемой резонансной структуры сечения. Край интервалов приходится на минимумы в сечениях. В этом случае рассматриваемые интервалы имеют минимальную погрешность, связанную с разрешением спектрометра (для указанных интервалов $\tau_E/\bar{E} \approx 0,34\%$). Значения $\bar{\sigma}_f^6$ в этих интервалах могут быть использованы при дальнейших сравнениях. Поправка на разрешение спектрометра введена в таблицы для $\bar{E}_n \geq 1$ кэВ.

Список литературы

1. Шапиро Ф.Л. Труды ФИАН, 1964, т. 24, с.3.
2. Бергман А.А. и др. Ядерные константы. М.: Атомиздат, 1971, вып.7, с.50.
3. Бергман А.А., Колосовский А.Г., Кузнецов С.П. и др. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1980, вып.1(36), с.3.

4. Бергман А.А., Маликхонов А. Краткие сообщения по физике. М., 1972, № 4, с.71.
5. Бергман А.А. и др. II Международная конференция по ядерным данным для реакторов (Хельсинки, 1970). Доклад CN-26/78.
6. Бергман А.А. и др. Атомн. энергия, 1971, т. 31, вып.2, с. 107.
7. Sowerby M. e.a. J. Nucl. Engng, 1970, v. 24, p. 323.
8. BNL-325. Third Edition. 1973, v. I.
9. Бекурц К., Виртц К. Нейтронная физика, М.: Атомиздат, 1968.

Статья поступила в редакцию 5 октября 1981 г.

УДК 539.171.4:546.34

СЕЧЕНИЯ УПРУГОГО И НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ НА ЯДРАХ ${}^6\text{Li}$ И ${}^7\text{Li}$
В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 7-10 МэВ

Г.Фёрч, Д.Шмидт, Д.Зелигер, Т.Штрайль, Г.Н.Ловчикова,
А.М.Труфанов

DIFFERENTIAL CROSS-SECTION FOR ELASTIC AND INELASTIC SCATTERING OF NEUTRON ${}^6\text{Li}$ AND ${}^7\text{Li}$ FROM 7 TO 10 MeV ENERGY. Differential cross-sections are reported for elastic and inelastic scattering of neutrons from ${}^6\text{Li}$ and ${}^7\text{Li}$. The neutrons source provided by the $\text{D(d, n)}^2\text{He}$ reaction at energies from 7 to 10 MeV. Scattered neutrons were observed over a flight path of 3 m at angles ranging from 20 to 160 deg in 20 deg increments. The results are compared to predictions of previous works.

Систематические исследования взаимодействий быстрых нейтронов с легкими ядрами важны для получения ядерных данных, необходимых при расчете термоядерных реакторов. При этом изотопы лития ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$ являются сырьем для получения трития. Оба изотопа при взаимодействии с нейтронами излучают как отдельные нейтронные группы, так и сплошной нейтронный спектр. В связи с тем, что изотопы лития легкие и максимальная энергия вылетающих нейтронов сильно изменяется в зависимости от угла, получить информацию о сплошной части спектра **неупругорассеянных нейтронов можно** только при использовании детектора с очень низким порогом чувствительности. Поскольку порог детектора в данном эксперименте был сравнительно высок, определялись только парциальные сечения отдельных групп.

Эксперимент. Измерения были выполнены на тандем-ускорителе ЭП-10-1 в Центральном институте ядерных исследований в г.Россендорфе (ГДР). В качестве нейтронного источника использовалась дейтериевая газовая мишень [1]. Нейтроны детектировались с помощью системы из восьми детекторов [2]. Средняя пролетная база составляла приблизительно 3 м, расстояние между мишенью и образцом — 18 см, **временное разрешение** спектрометра для всех детекторов 2,5–3,5 нс. Образцы лития представляли собой металлические полные цилиндры диаметрами 1 и 3 см соответственно, высотой 3 см. Состав исследуемых образцов: 90,1% ${}^6\text{Li}$, 9,1% ${}^7\text{Li}$ (рассеиватель ${}^7\text{Li}$ с четырехкратным обеднением по ${}^6\text{Li}$). Порог нейтронного детектора равнялся приблизительно 1 МэВ. Эффективность всех детекторов определялась ионизационной камерой, содержащей слой ${}^{252}\text{Cf}$.

Для получения абсолютных сечений измерено отношение эффективностей основных детекторов и детектора монитора под углом 20° с помощью реакции (d, n) . Выделение отдельных нейтронных пиков, соответствующих возбуждению определенных уровней остаточного ядра, осуществлялось по программе [3]. В качестве функции разрешения брали экспериментальные пики, полученные при измерениях с полым образцом из углерода. Поправки в дифференциальное сечение на геометрию, ослабление потока и многократное рассеяние вводили по программе KORTUR, составленной на основе данных работы [4]. Последняя поправка составляла в среднем 3%.

Результаты эксперимента. Для ${}^7\text{Li}$ проведены измерения при начальных энергиях нейтронов 6,82 и 9,80 МэВ. Из-за недостаточного разрешения спектрометра невозможно было отделить группу упругорассеянных нейтронов (n_0), от группы неупругорассеянных нейтронов (n_1), соответствующей возбуждению уровня 0,478 МэВ. Поэтому дифференциальные сечения для обеих групп определялись вместе (табл.1). Приведенные ошибки статистические. Для получения полной ошибки следует добавить ошибки нормировки, определения площади пика монитора и геометрии, которые вместе составляют еще 4%.

Дифференциальные сечения ${}^7\text{Li}$

Таблица 1

θ лаб	$E = 6,82$ МэВ		$E = 9,80$ МэВ			
	n_0+n_1 , мб/ср		n_0+n_1 , мб/ср		n_2 , мб/ср	
	$\sigma(\theta)_{ц.м}$	$\Delta\sigma(\theta)$	$\sigma(\theta)_{ц.м}$	$\Delta\sigma(\theta)$	$\sigma(\theta)_{ц.м}$	$\Delta\sigma(\theta)$
20°	447	62,9	587	42,3	6,3	0,93
40°	311	40,9	272	13,6	8,7	0,53
60°	86,9	12,7	71,2	3,2	8,2	0,38
80°	43,9	7,6	23,8	1,1	-	-
100°	61,6	8,8	43,0	8,8	12,2	0,85
120°	-	-	24,8	1,2	10,4	2,5
140°	50,0	8,3	34,1	2,0	11,5	1,8
160°	56,2	8,6	26,7	2,4	5,9	0,64

В табл.2 сравниваются интегральные сечения, полученные в данной работе и в других работах [5-7]. Как видно, согласие наблюдается в пределах экспериментальных ошибок.

Сравнение данных по интегральным сечениям ${}^7\text{Li}$

Таблица 2

E_0 , МэВ	n_0+n_1 , мб		n_2 , мб		Литература
	$\sigma_{инт}$	$\Delta\sigma_{инт}$	$\sigma_{инт}$	$\Delta\sigma_{инт}$	
6,82	1574	174	-	-	Настоящая работа
6,97	1660	70	-	-	[5]
9,80	1377	167	119	8	Настоящая работа
9,1	1277	133	116	11	[7]
9,96	1354	40	185	6	[5]
10,0	1268	180	135	27	[6]

Дифференциальные сечения ${}^6\text{Li}$

Таблица 3

θ лаб	n_0 , мб/ср		n_1 , мб/ср	
	$\sigma(\theta)_{ц.м}$	$\Delta\sigma(\theta)_{ц.м}$	$\sigma(\theta)_{ц.м}$	$\Delta\sigma(\theta)_{ц.м}$
20°	466	20	18,4	2,8
40°	189	7,7	15,4	1,3
60°	62,9	3,5	17,2	1,6
80°	24,1	1,1	10,7	0,98
100°	27,9	1,2	9,0	1,3
140°	23,2	1,2	6,6	0,70
160°	29,8	1,8	5,8	0,66

Дифференциальные сечения ${}^6\text{Li}$ получены при $E_0 = 7,75$ МэВ для группы упругорассеянных нейтронов и группы нейтронов, соответствующей возбуждению уровня 2,18 МэВ (табл.3). Указанные ошибки только статистические. Полная ошибка складывается из таких же составляющих, как и в предыдущем случае для ${}^7\text{Li}$.

В табл.4 приведены интегральные сечения в сравнении с сечениями из работы [5] для близкой к нашей первоначальной энергии нейтронов.

Таблица 4

Сравнение интегральных сечений ${}^6\text{Li}$

E_0 , МэВ	n_0 , мб		n_1 , мб		Литература
	$\sigma_{\text{инт}}$	$\Delta\sigma_{\text{инт}}$	$\sigma_{\text{инт}}$	$\Delta\sigma_{\text{инт}}$	
7,75	1143	80	145	11	Настоящая работа [5]
7,47	1093	33	153	5	

Полученные угловые распределения нейтронов из реакций ${}^6\text{Li}(n, n')$ и ${}^7\text{Li}(n, n')$ были разложены в ряд по полиномам Лежандра в виде

$$\sigma(\theta) = \sum_L A_L P_L(\cos \theta),$$

где L принимает значения от 0 до 4. В табл. 5, 6 приведены значения коэффициентов A_L , полученные в настоящей работе и работе [5]. Сравнение показывает удовлетворительное согласие. Расхождение значений составляет примерно 5% для реакции ${}^6\text{Li}(n, n_0)$, 8% для реакции ${}^7\text{Li}(n, n_0 + n_1)$ при $E_0 = 10$ МэВ и около 20% для реакции ${}^7\text{Li}(n, n_0 + n_1)$ при $E_0 = 7$ МэВ. Надо заметить, что в работе [5] разложение сделано для $L = 0 + 7$, но видно, что максимальный вклад в сечение вносят первые четыре члена разложения.

Таблица 5

Сравнение угловых распределений при упругом и неупругом рассеянии

A_L , мб/ср	${}^6\text{Li}(n, n_0)$		${}^6\text{Li}(n, n_1)$	
	Настоящая работа	[5]	Настоящая работа	[5]
A_0	91,0	87,0	11,5	12,2
A_1	161,0	151,9	7,1	5,6
A_2	172,8	164,0	0,9	-1,5
A_3	121,6	110,8	-	-
A_4	54,0	51,4	-	-

Таблица 6

Сравнение угловых распределений при разных энергиях

A_L , мб/ср	$E_0 = 6,82$ МэВ		$E_0 = 9,80$ МэВ	
	${}^7\text{Li}(n, n_0 + n_1)$		${}^7\text{Li}(n, n_0 + n_1)$	
	Настоящая работа	[5]	Настоящая работа	[5]
A_0	125,2	132,1	109,6	108,0
A_1	170,2	183,0	195,9	186,9
A_2	171,6	208,2	204,3	199,6
A_3	107,0	147,1	122,7	152,2
A_4	30,8	56,8	41,0	65,4

Список литературы

1. Mittag S., Pilz W. e.a. Kernenergie, 1979, v. 22, p. 237.
2. Eckstein P., Helfer H. e.a. Nucl. Instrum. and Methods, 1980, v. 169, p. 533.
3. Förtlisch H. e.a. Report ZfK-385. Rossendorf, 1979, p. 245.
4. Engelbrecht P. Nucl. Instrum. and Methods, 1971, v. 93, p. 103.
5. Hogue H.H., Von Behren P.L. e.a. Nucl. Sci. and Engng, 1979, v. 69, p. 22.
6. Cookson I.A. e.a. Nucl. Phys., 1967, v. A91, p. 273.
7. Бирюков Н.С., Журавлев Б.В. и др. Атомн. энергия, 1977, т. 43, вып.3, с. 176.

Статья поступила в редакцию 26 февраля 1981 г.

ПЕРЕСМОТРЕННЫЕ СЕЧЕНИЯ РАССЕЯНИЯ И ЗАХВАТА СЕРЫ
 ДЛЯ НЕЙТРОНОВ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 0,024-2 эВ

В.П. Вертебный, П.Н. Ворона, Н.Л. Гнидак, В.Г. Кривенко,
 Е.А. Павленко, Т.А. Сенченко

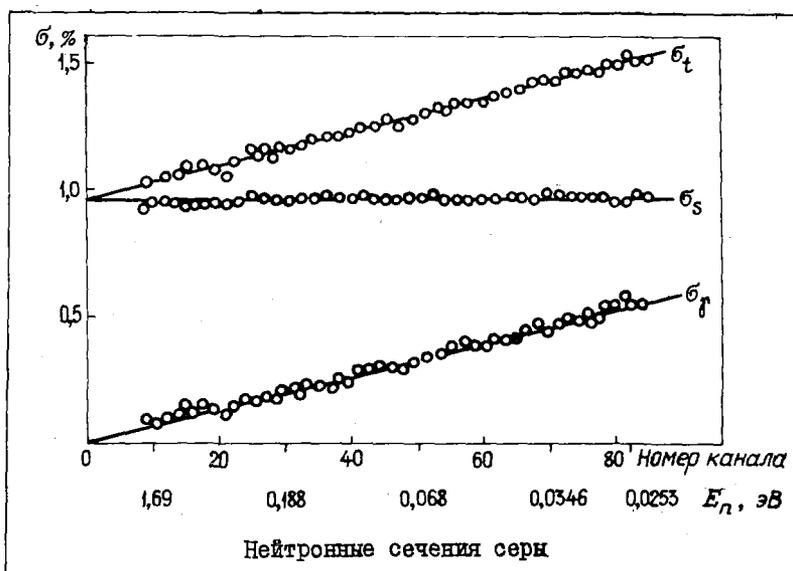
REVISED SCATTERING AND CAPTURE CROSS-SECTIONS OF SULFUR FOR 0,024-2 EV NEUTRON ENERGY. In connection with the problem of precise determination of ν for ^{252}Cf total (σ_t) and scattering (σ_s) neutrons cross-sections of Sulfur for 0,024-2 eV neutron energy were measured. Such values were obtained: $\sigma_s = (0,960 \pm 0,005)\text{b}$ and $\sigma_t = (0,9646 \pm 0,0026) + (0,0863 \pm 0,0008)\text{E}^{-1/2}\text{b}$. From this expressions the absorption cross-section can be obtained: $\sigma_a = (0,0863 \pm 0,0008)\text{E}^{-1/2}\text{b}$.

В связи с решением проблемы точного определения числа вторичных нейтронов на акт деления для ^{252}Cf в последнее время возникли повышенные требования к точности определения сечений серы, особенно сечения захвата [1].

Авторы настоящей работы на реакторе ВВР-М Института ядерных исследований АН УССР выполнили измерения полного сечения серы в зависимости от энергии нейтронов, а также впервые измерили зависимость полного сечения рассеяния серы от энергии нейтронов. Предварительные сообщения, в которых приведены методика эксперимента и выборочные значения сечений, опубликованы в работе [2]. К сожалению, в этой работе значения сечений рассеяния серы содержали систематическую ошибку вследствие неправильного введения поправки на многократное рассеяние.

Полное сечение серы, представленное на рисунке, описывается выражением $\sigma_t = (0,9646 \pm 0,0026) + (0,0863 \pm 0,0008)\text{E}^{-1/2}$, где σ_t выражено в барнах; E - энергия нейтронов, выраженная в электрон-вольтах. В этом случае $\chi^2/\nu = 1,58$ при числе степеней свободы $\nu = 463$. В целях проверки правильности методики одновременно измерялось полное сечение ванадия, для которого получено

$\sigma_t = (4,73 \pm 0,02) + (0,825 \pm 0,024)\text{E}^{-1/2}$. В этом случае $\chi^2/\nu = 1,28$, а ν имеет то же значение, что и для серы. Сечение ванадия хорошо согласуется с данными работ [3, 4].



Сечение рассеяния σ_s серы измерялось относительно ванадия, энергетическая зависимость которого получена на основе полного сечения, измеренного авторами настоящей статьи, и сечения захвата, приведенного в работе [4]. Заметной энергетической зависимости сечения рассеяния серы не обнаружено (см. рисунок). В результате обработки и предположения отсутствия энергетической зависимости получено сечение рассеяния серы $\sigma_s = (0,960 \pm 0,005)\text{b}$ при $\chi^2/\nu = 2,6$ и $\nu = 80$. По разности $\sigma_t - \sigma_s$ для серы определено сечение поглощения, обработанное по методу наименьших квад-

ратов: $\sigma_a = (0,0018 \pm 0,0854)E^{-1/2}$ при $\chi^2/\nu = 2,27$ и $\nu = 80$. Было определено также сечение рассеяния висмута относительно ванадия, равное $(9,23 \pm 0,09)\sigma$, что согласуется со значением $9,29 \sigma$ из работы [5].

Отсутствие заметной энергетической зависимости в полном сечении рассеяния позволяет надежно извлекать из энергетической зависимости полного сечения как сечение рассеяния, так и сечение захвата. Сечение рассеяния, измеренное непосредственно, в среднем отличается от сечения, полученного из энергетической зависимости полного сечения, не более чем на 0,5%. В пределах 1% ошибки сечения захвата, определенные из энергетической зависимости полного сечения, и ошибки разности сечений $\sigma_t - \sigma_s$ согласуются между собой. Все это свидетельствует о внутренней непротиворечивости полученных результатов. В табл.1 приведены значения сечений полного, рассеяния и захвата для серы при энергии нейтронов 0,0253 эВ, определенные в настоящей работе, а также другими авторами.

В табл.1 для значений, полученных в настоящей работе, приведены полные ошибки, включая и систематические, связанные с точностью определения концентрации ядер. Поправка на многократное рассеяние составляла при энергии нейтронов 0,025 эВ $\varphi = 0,947$, а при энергии 1 эВ $\varphi = 0,993$. Таким образом, пересмотренное сечение захвата для нейтронов с энергией 0,0253 эВ составляет $(0,543 \pm 0,005$ (стат.) $\pm 0,004$ (сист.)) σ .

Таблица 1

Сравнение нейтронных сечений серы при энергии нейтронов 0,0253 эВ

Сечение	Величина сечения, σ	Литература
σ_t	$1,62 \pm 0,16$	[6]
	$1,9 \pm 0,1$	[7]
	$1,507 \pm 0,006$ (стат.) $\pm 0,01$ (сист.)	Настоящая работа
σ_s	$0,9787 \pm 0,050$	[8]
	$1,31 \pm 0,09$	[7]
	$0,9646 \pm 0,0026$ (стат.) $\pm 0,006$ (сист.)	Настоящая работа
σ_f	$0,53 \pm 0,01$	[8]
	$0,543 \pm 0,005$ (стат.) $\pm 0,004$ (сист.)	Настоящая работа

В табл.2 приведены полученные авторами настоящей работы данные для энергетической зависимости сечений полного, рассеяния и сечения поглощения для серы и полного сечения для ванадия. Сечения полные и парциальные измерены на различных установках, поэтому полные сечения усреднены соответствующим образом. Приведены их статистические ошибки.

Таблица 2

Сечения серы и ванадия, σ

E_n , эВ	Сера			Ванадий
	σ_t	σ_s	$\sigma_f = \sigma_t - \sigma_s$	σ_t
2,61	$1,070 \pm 0,003$	—	—	$5,21 \pm 0,05$
2,07	$1,030 \pm 0,003$	$0,930 \pm 0,007$	$0,100 \pm 0,011$	$5,30 \pm 0,05$
1,68	$1,031 \pm 0,007$	$0,953 \pm 0,007$	$0,078 \pm 0,010$	$5,38 \pm 0,05$
1,39	$1,045 \pm 0,007$	$0,956 \pm 0,007$	$0,089 \pm 0,010$	$5,40 \pm 0,05$
1,17	$1,047 \pm 0,007$	$0,950 \pm 0,007$	$0,097 \pm 0,010$	$5,53 \pm 0,05$
1,02	$1,048 \pm 0,007$	$0,950 \pm 0,007$	$0,098 \pm 0,010$	$5,59 \pm 0,05$
0,86	$1,064 \pm 0,007$	$0,950 \pm 0,007$	$0,114 \pm 0,010$	$5,61 \pm 0,05$

$E_n, \text{эВ}$	Сера			Ванадий
	σ_t	σ_s	$\sigma_d = \sigma_t - \sigma_s$	σ_t
0,74±	1,082±0,007	0,946±0,007	0,136±0,010	5,71±0,05
0,65	1,070±0,007	0,950±0,007	0,120±0,010	5,76±0,05
0,61	1,089±0,007	0,945±0,007	0,144±0,010	5,86±0,05
0,57	1,095±0,007	0,940±0,007	0,155±0,010	5,83±0,05
0,5	1,080±0,007	0,945±0,007	0,135±0,010	5,85±0,05
0,46	1,067±0,007	0,950±0,007	0,117±0,010	5,70±0,05
0,41±	1,064±0,007	0,946±0,007	0,118±0,010	5,94±0,05
0,38	1,093±0,007	0,955±0,007	0,138±0,010	6,20±0,05
0,34	1,100±0,007	0,951±0,007	0,149±0,010	6,19±0,05
0,31	1,130±0,008	0,956±0,006	0,174±0,010	6,20±0,05
0,287	1,147±0,008	0,976±0,006	0,171±0,010	6,21±0,05
0,26	1,131±0,008	0,963±0,006	0,168±0,010	6,40±0,05
0,24	1,145±0,008	0,962±0,006	0,183±0,010	6,38±0,05
0,222	1,130±0,008	0,954±0,006	0,176±0,010	6,47±0,05
0,207	1,158±0,008	0,956±0,005	0,202±0,010	6,49±0,05
0,193	1,161±0,008	0,954±0,005	0,207±0,010	6,65±0,05
0,181	1,155±0,008	0,952±0,005	0,213±0,010	6,69±0,05
0,170	1,172±0,008	0,962±0,005	0,210±0,010	6,71±0,05
0,160	1,189±0,008	0,963±0,005	0,226±0,010	6,84±0,05
0,150	1,191±0,008	0,961±0,005	0,230±0,010	6,86±0,05
0,140	1,191±0,008	0,962±0,005	0,229±0,010	6,97±0,05
0,133	1,208±0,008	0,968±0,005	0,240±0,010	7,06±0,04
0,125	1,203±0,008	0,978±0,005	0,225±0,010	7,05±0,04
0,119	1,214±0,008	0,963±0,004	0,251±0,004	7,07±0,04
0,113	1,216±0,008	0,965±0,004	0,251±0,009	7,19±0,04
0,107	1,221±0,008	0,966±0,004	0,255±0,009	7,24±0,04
0,103	1,233±0,008	0,965±0,004	0,268±0,009	7,30±0,04
0,095±	1,255±0,008	0,966±0,004	0,289±0,009	7,37±0,04
0,0911	1,250±0,008	0,958±0,004	0,292±0,009	7,49±0,04
0,0876	1,260±0,008	0,960±0,004	0,300±0,009	7,56±0,05
0,0833	1,263±0,008	0,958±0,004	0,307±0,009	7,55±0,05
0,0803	1,260±0,008	0,960±0,004	0,300±0,009	7,60±0,05
0,0784	1,254±0,008	0,960±0,004	0,294±0,009	7,70±0,05
0,0764	1,264±0,008	0,967±0,004	0,297±0,009	7,78±0,05
0,0733	1,270±0,008	0,964±0,004	0,306±0,009	7,86±0,05
0,0710	1,275±0,008	0,965±0,004	0,310±0,009	7,88±0,05
0,068	1,281±0,008	0,965±0,004	0,316±0,009	7,97±0,05
0,065	1,290±0,008	0,965±0,004	0,325±0,009	8,06±0,05
0,0625	1,311±0,008	0,971±0,004	0,340±0,009	8,07±0,05
0,0601	1,323±0,008	0,973±0,004	0,350±0,009	8,09±0,05
0,0583	1,312±0,008	0,960±0,004	0,352±0,009	8,14±0,05
0,0558	1,325±0,009	0,957±0,004	0,368±0,010	8,17±0,05
0,0539	1,327±0,009	0,956±0,004	0,371±0,010	8,18±0,05
0,0517	1,335±0,009	0,964±0,004	0,381±0,010	8,35±0,05
0,0503	1,333±0,009	0,948±0,004	0,385±0,010	8,50±0,05
0,0483	1,337±0,009	0,952±0,004	0,385±0,010	8,50±0,05
0,0467	1,341±0,009	0,958±0,004	0,383±0,010	8,50±0,07
0,0454	1,358±0,009	0,961±0,004	0,397±0,010	8,59±0,07

$E_n, \text{эВ}$	Сера			Ванадий
	σ_t	σ_s	$\sigma_f = \sigma_t - \sigma_s$	σ_t
0,0436	1,369±0,009	0,966±0,004	0,403±0,010	8,71±0,07
0,0424	1,366±0,009	0,963±0,004	0,403±0,010	8,80±0,07
0,0411	1,377±0,009	0,969±0,004	0,408±0,010	8,80±0,07
0,0398	1,393±0,009	0,971±0,005	0,422±0,010	8,94±0,07
0,0385	1,402±0,009	0,962±0,005	0,440±0,010	8,85±0,07
0,0372	1,412±0,009	0,962±0,005	0,450±0,010	9,09±0,07
0,0362	1,428±0,009	0,959±0,005	0,469±0,010	9,09±0,08
0,0354	1,411±0,009	0,973±0,005	0,438±0,010	9,18±0,08
0,0343	1,416±0,009	0,968±0,005	0,448±0,010	9,31±0,08
0,0334	1,435±0,009	0,978±0,005	0,457±0,010	9,23±0,08
0,0325	1,450±0,010	0,967±0,006	0,483±0,011	9,37±0,08
0,0312	1,460±0,010	0,966±0,006	0,494±0,011	9,46±0,09
0,0308	1,445±0,010	0,966±0,006	0,479±0,011	9,38±0,09
0,0300	1,462±0,010	0,969±0,006	0,493±0,011	9,47±0,09
0,0292	1,453±0,010	0,969±0,006	0,484±0,011	9,48±0,09
0,0283	1,460±0,010	0,968±0,007	0,492±0,012	9,56±0,10
0,0274	1,492±0,010	0,963±0,007	0,529±0,012	9,71±0,10
0,0267	1,492±0,010	0,951±0,007	0,540±0,012	9,68±0,10
0,0260	1,520±0,010	0,950±0,007	0,570±0,012	10,00±0,10
0,0256	1,511±0,010	0,961±0,007	0,550±0,012	9,92±0,10
0,0250	1,515±0,010	0,960±0,007	0,555±0,012	9,97±0,10

Список литературы

1. Smith J.R. Nuclear Cross-Section for Technology (Proc. of Int. Conf., Special Publication), 1980, p. 594, 738.
2. Вертебный В.П., Ворона П.Н., Гнидак Н.Л. и др. В кн.: Нейтронная физика (Материалы 5-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 15-19 сентября 1980). М.: ИНИИатоминформ, 1980, ч. 2, с. 191.
3. Вертебный В.П., Власов М.Ф., Гнидак Н.Л. и др. Атомн. энергия, 1973, т.34, с.355.
4. Dilg W. Nucl. Instrum. and Methods, 1974, v. 122, p. 343.
5. Frifshänsser W. Z. Phys., 1965, Bd 186, S. 23.
6. Rainwater G.J. Phys. Rev., 1948, v. 73, p. 733.
7. Maayong R., Hamonda L. Atomkernenergie, 1968, Bd 13, S.152.
8. Kocster L. Z. Phys., 1979, Bd A289, S. 399.
9. Mughabghab S.F., Garber R.J. Neutron Cross-Sections. BNL, 1973, v.1.

Статья поступила в редакцию 5 октября 1981 г.

ПОГРЕШНОСТИ ПРИБЛИЖЕНИЯ ПОСТОЯНСТВА ПЛОТНОСТИ СТОЛКНОВЕНИЙ
В МУЛЬТИГРУППОВЫХ КОНСТАНТАХ

В.А. Пивоваров

AN ERRORS OF COLLISION DENSITY CONSTANCY APPROXIMATION IN MULTIGROUP CROSS-SECTIONS. In this article investigation of accuracy group and multigroup system of constants are obtained with the use of the collision density constancy approximation. Estimations of the constant error of the K_{eff} and reaction rates are obtained. Group intervals of BNAB, JAERI, $\Delta u \approx 0,06$ and $\Delta u \approx 0,02$ are examined.

В большинстве систем подготовки групповых констант (BNAB [1], FEDG ROUP [2], JAERI [3], MC² [4] и др.) для учета резонансной структуры сечений используется предположение о постоянстве плотности столкновений (ППС): $\psi(u) = \varphi(u) \Sigma_t(u)$, где $\varphi(u)$ – спектр нейтронов; $\Sigma_t(u)$ – полное сечение среды. Кроме того, для получения констант, не зависящих от состава среды, И.И.Бондаренко предложен метод, согласно которому усреднение с весом $1/\Sigma_t(u)$ заменяется усреднением по $1/[\sigma_t^x(u) + \sigma_0]$, где $\sigma_t^x(u)$ – полное микроскопическое сечение рассматриваемого изотопа; σ_0 – сечение разбавления (CP) [1].

Приближение ППС исследовалось многими авторами. В работах [5–8] оцениваются погрешности, получаемые при использовании приближения ППС для подготовки групповых констант в разбиении системы BNAB [1]. В работе [5], кроме того, дается аналогичная оценка для групп систем JAERI [3]. В работах [6,7] исследовалось влияние погрешностей групповых констант на скорости реакций, в работе [9] – влияние погрешностей на поток нейтронов в окрестности широких резонансов ²³Na, ⁵⁶Fe. Краткий анализ этой проблемы дан в работе [10].

Цель настоящей работы – исследование погрешностей, вносимых приближением ППС в подготовку групповых констант с меньшей, чем в разбиении системы BNAB, шириной групп. Конкретно рассмотрены следующие групповые разбиения: систем BNAB [1] и JAERI [3], группы с шириной Δu приблизительно 0,06 (что примерно соответствует ширине групп, разрабатываемой в настоящее время под руководством М.Н.Николаева, системы МУЛЬТИК), группы с шириной Δu приблизительно 0,02 (это разбиение обозначим М/3).

Исследование проведено с помощью комплекса программ СПЕКТР [11,12], обеспечивающего расчет детального (приблизительно 14 тыс. точек по энергии) спектра нейтронов в В²-приближении, усреднение сечений с весом $\varphi(u)$ и $1/\Sigma_t(u)$, а также выполнение 20-групповых расчетов на основе полученных констант. Рассмотрены две расчетные модели, соответствующие зоне малого обогащения быстрого реактора и тепловой водо-водяной сборке. Сечения поглощения и упругого рассеяния осколков деления взяты равными соответствующим сечениям ²⁴¹Pu, а цирконий в тепловой сборке заменен хромом. Состав и параметры моделей приводятся в табл.1. Все исследования выполнены в модели реактора без отражателя. Вопросы подготовки констант для расчета защиты не затрагивались.

Таблица 1

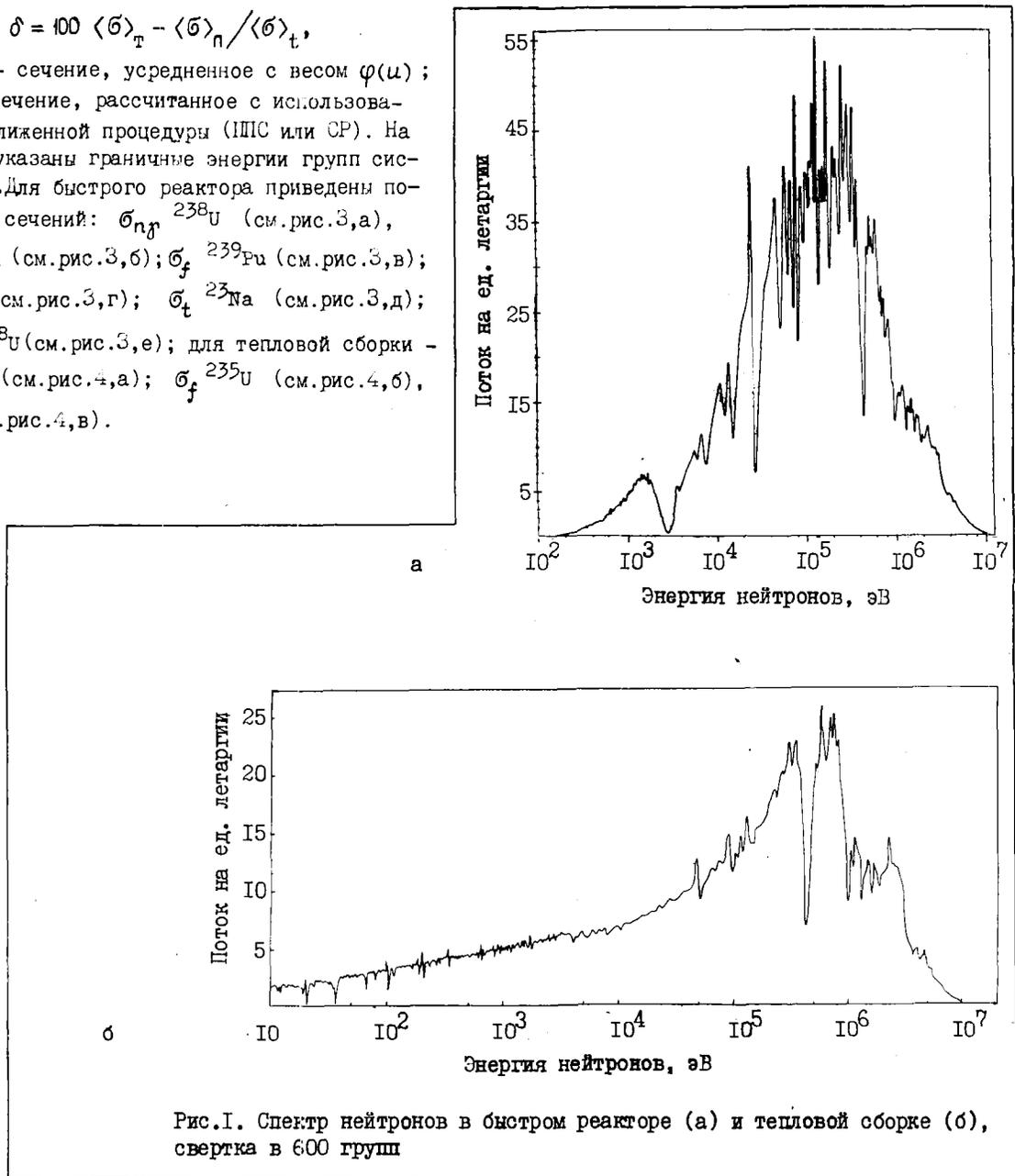
Состав расчетных моделей

Нуклид	Быстрый реактор	Тепловая сборка	Нуклид	Быстрый реактор	Тепловая сборка
²³⁵ U	0,0	0,0 ³ 3256	⁵² Cr	0,0 ² 3494	0,0
²³⁸ U	0,0 ² 6330	0,0 ² 6303	⁵⁹ Ni	0,0 ² 3257	0,0
²³⁹ Pu	0,0 ³ 7326	0,0	¹⁶ O	0,01573	0,01933
²⁴⁰ Pu	0,0 ³ 3277	0,0	¹ H	0,0	0,01214
²⁴¹ Pu	0,0 ³ 1185	0,0	Осколки деления	0,0 ⁴ 5800	0,0
²³ Na	0,0 ² 7679	0,0	В ² -приближение	0,0 ³ 5776	0,0
⁵⁶ Fe	0,01338	0,0			

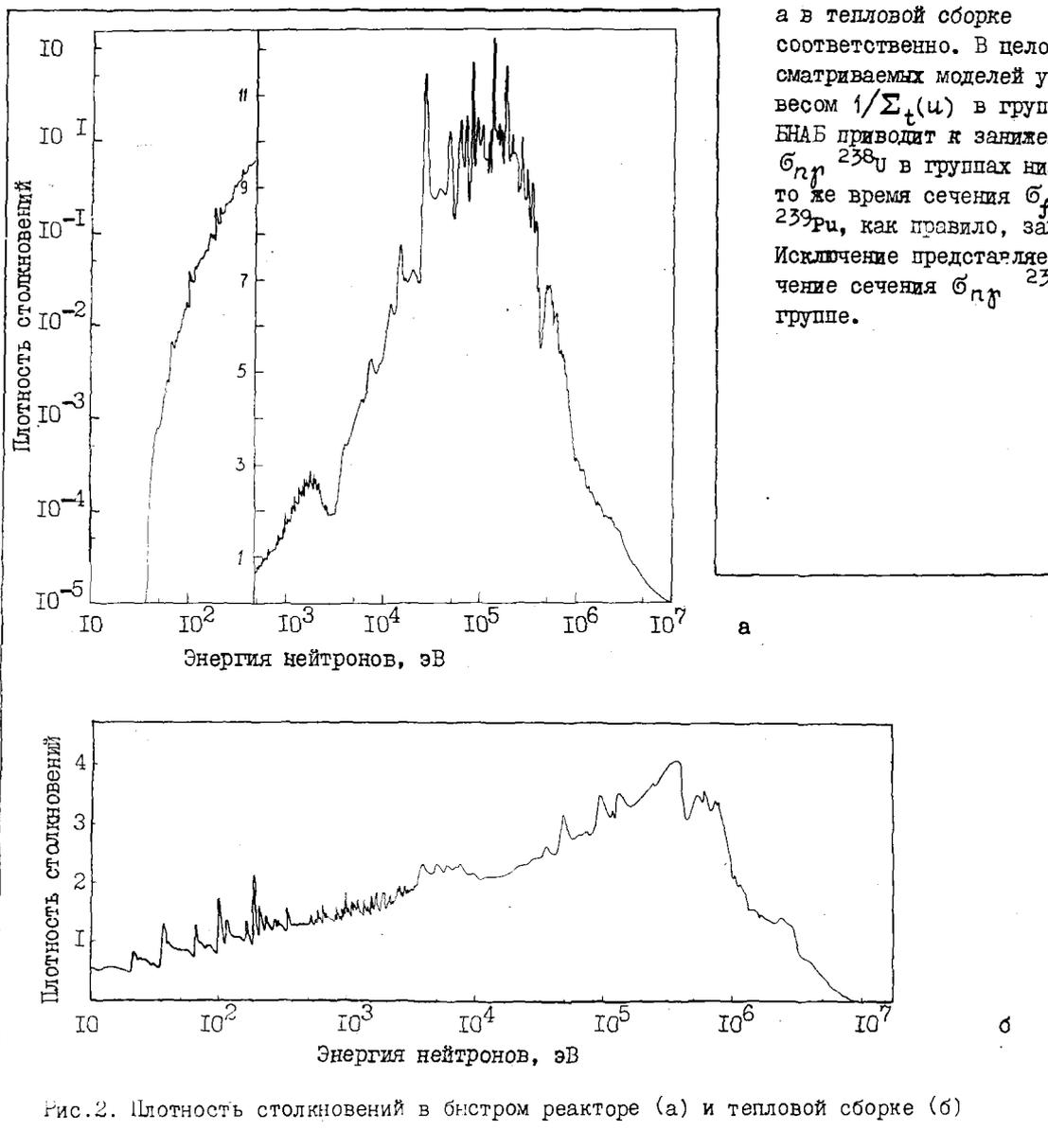
Погрешности подготовки групповых и мультигрупповых констант в приближении постоянства плотности столкновений. На рис.1,а и б представлены спектры рассматриваемых моделей, на рис.2,а и б — соответствующие плотности столкновений. Для указанных выше групповых интервалов проведено усреднение сечений с весом $\varphi(u)$ и $1/\Sigma_t(u)$. На рис.3 и 4 представлены значения погрешностей (выраженные в процентах) приближенной подготовки групповых констант:

$$\delta = 100 \frac{\langle \sigma \rangle_T - \langle \sigma \rangle_n}{\langle \sigma \rangle_T}$$

где $\langle \sigma \rangle_T$ — сечение, усредненное с весом $\varphi(u)$; $\langle \sigma \rangle_n$ — сечение, рассчитанное с использованием приближенной процедуры (ИПС или ОР). На рисунках указаны граничные энергии групп системы БНАБ. Для быстрого реактора приведены погрешности сечений: σ_{nr}^{238U} (см.рис.3,а), σ_{nr}^{239Pu} (см.рис.3,б); σ_f^{239Pu} (см.рис.3,в); σ_t^{56F} (см.рис.3,г); σ_t^{23Na} (см.рис.3,д); $\sigma_{el}^{j \rightarrow j+1}^{238U}$ (см.рис.3,е); для тепловой сборки — σ_{nr}^{238U} (см.рис.4,а); σ_f^{235U} (см.рис.4,б), σ_t^{16O} (см.рис.4,в).



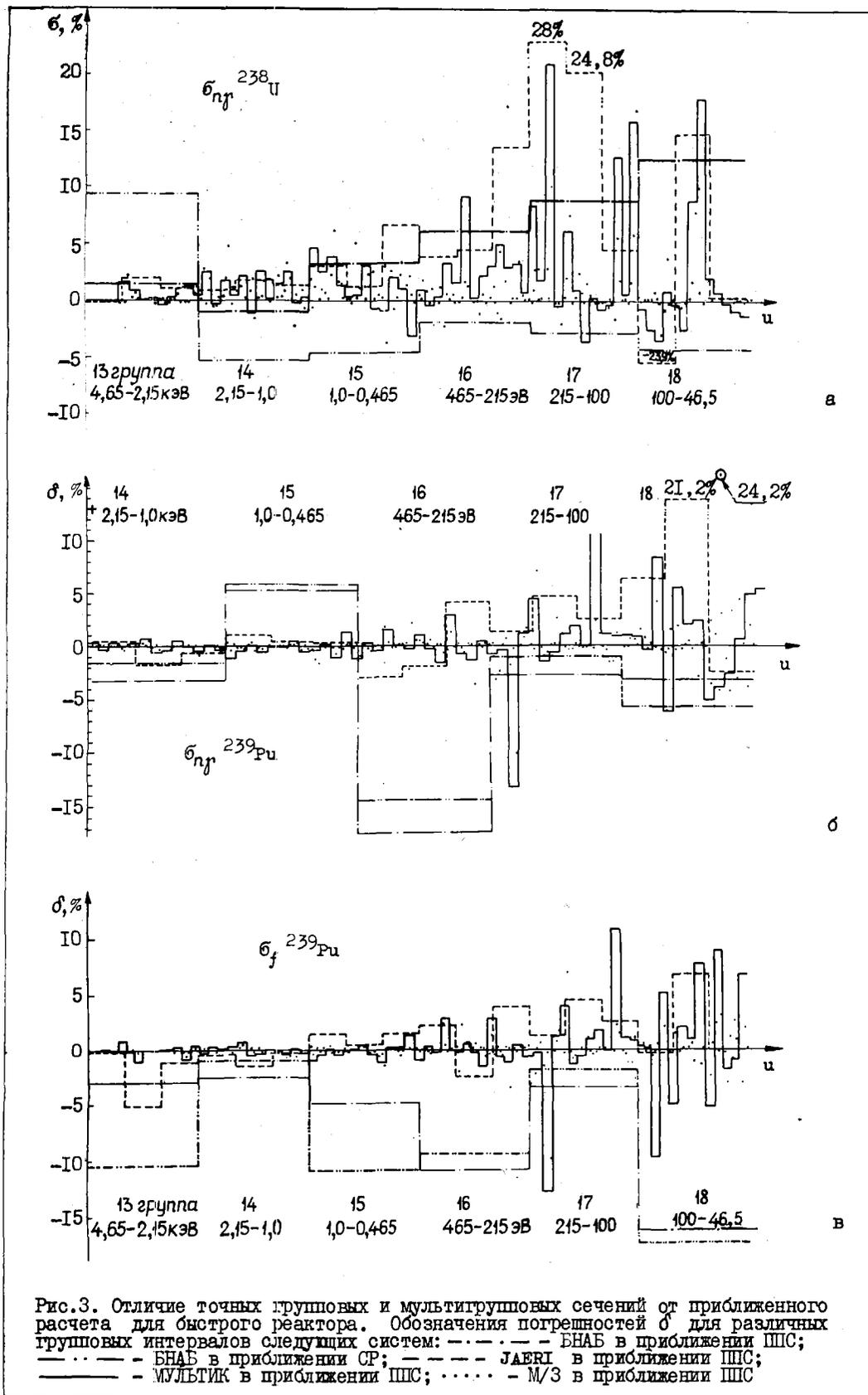
Поведение плотности столкновений (ПС) в быстром реакторе (см.рис.2,а) характеризуется как значительными локальными флуктуациями, так и сильным спадом в области энергий ниже 1 кэВ. В тепловой сборке (см.рис.2,б) перекоп ПС значительно слабее и определяющее влияние на групповые константы оказывают локальные флуктуации. Расчеты показали, что отсутствие общего сильного перекопа ПС не обязательно ведет к уменьшению погрешности приближенной подготовки констант системы БНАБ, основанной на представлении о ИПС. Напротив, в некоторых случаях ошибки даже возрастают. Так, в быстром реакторе погрешности сечения σ_{nr}^{238U} в 17-й, 18-й группах БНАБ составляют 8,9 и 12,6%,



а в тепловой сборке 20,9 и 15,9% соответственно. В целом для рассматриваемых моделей усреднение с весом $1/\Sigma_t(u)$ в группах системы БНАБ приводит к занижению сечения σ_{nr}^{238U} в группах ниже 13-й. В то же время сечения σ_f и σ_{nr}^{239Pu} , как правило, завышаются. Исключение представляет лишь значение сечения σ_{nr}^{239U} в 15-й группе.

Рис.2. Плотность столкновений в быстром реакторе (а) и тепловой сборке (б)

Расчет констант системы БНАБ с использованием приближения СР показал, что для сечений σ_f и σ_{nr}^{239Pu} приближения ППС и СР дают близкие результаты всюду, кроме 13-й группы. Для сечения σ_{nr}^{238U} , как это отмечалось уже в работе [6], наблюдается значительное расхождение между двумя способами подготовки. Погрешности приближений ППС и СР для сечения σ_{nr}^{238U} имеют разные знаки, причем последнее приближение дает результат, более близкий к точному, чем ППС. Вышеуказанное не относится к 13-й группе, где использование СР резко ухудшает согласие с точным расчетом. Так, для сечения σ_{nr}^{238U} приближение ППС дает ошибку 1,5%, а приближение СР 9,4%; для сечения σ_{nr}^{239Pu} ППС дает ошибку -2,6%, а СР -10,2%; для сечения σ_f^{239Pu} ППС -3%, СР -11,5%. Объясняется это наличием сильного резонанса ^{23}Na , учесть который достаточно корректно в приближении СР нельзя. Подобная ситуация складывается, например, и в 6-й группе при расчете полного сечения ^{56}Fe . Присутствие резонанса ^{16}O приводит к тому, что если погрешность ППС -0,7%, то погрешность СР -3,7%. Улучшить положение можно, если для расчета факторов резонансной блокировки [1] использовать усреднение по $1/[\sigma_t^x(u) + (\rho_{Na}/\rho_x)\sigma_t^{Na}(u) + \sigma_0]$, где ρ_{Na} , ρ_x - концентрации ^{23}Na и рассматриваемого изотопа; $\sigma_t^{Na}(u)$ - полное микроскопическое сечение ^{23}Na .



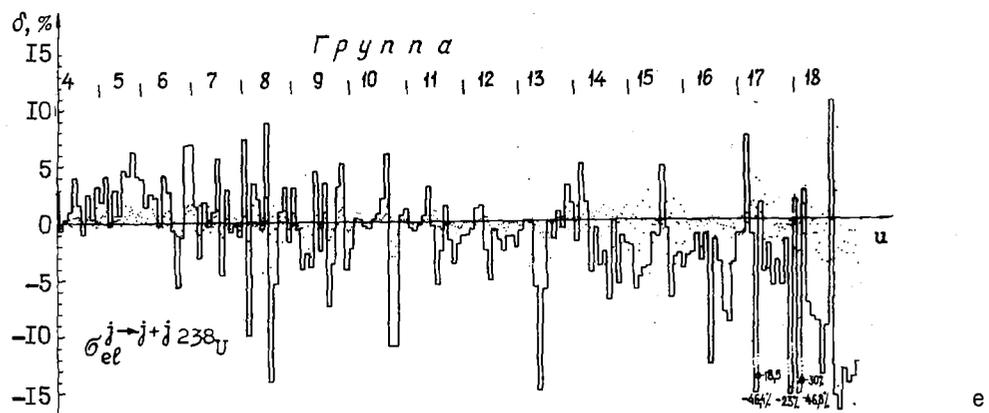
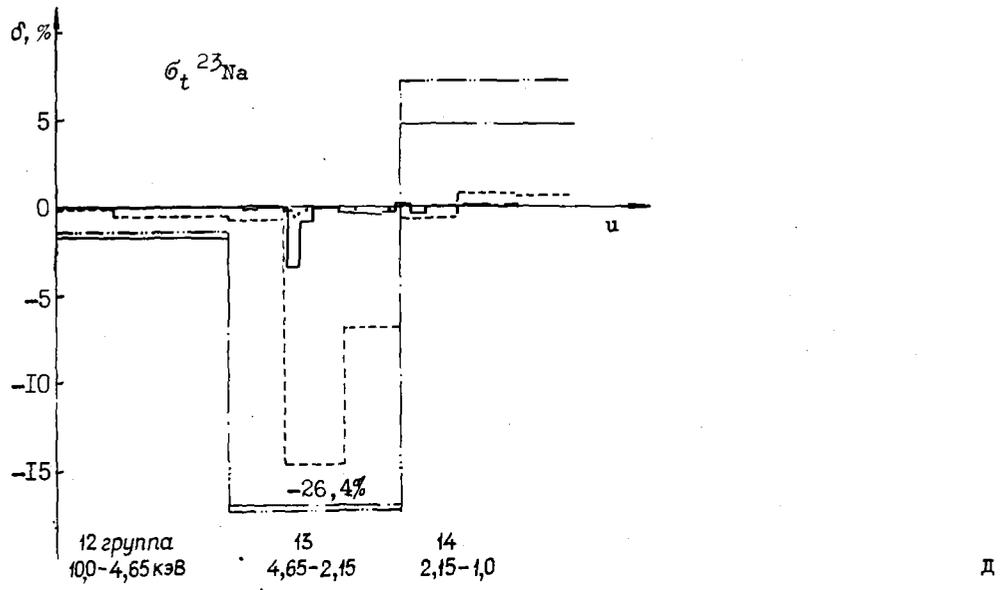
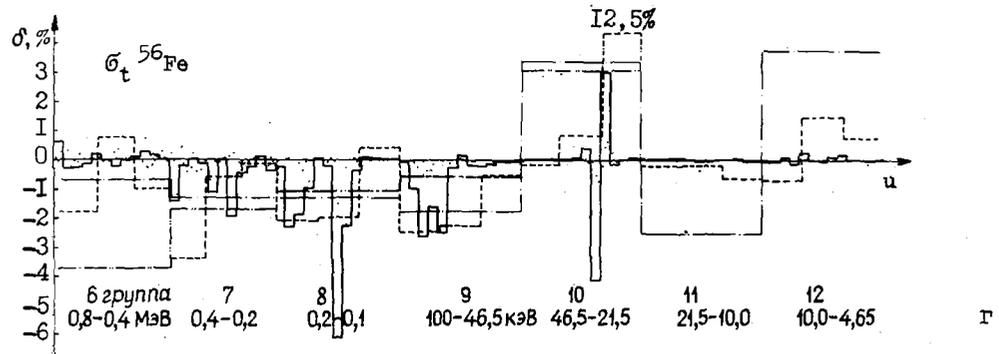


Рис.3 (окончание)

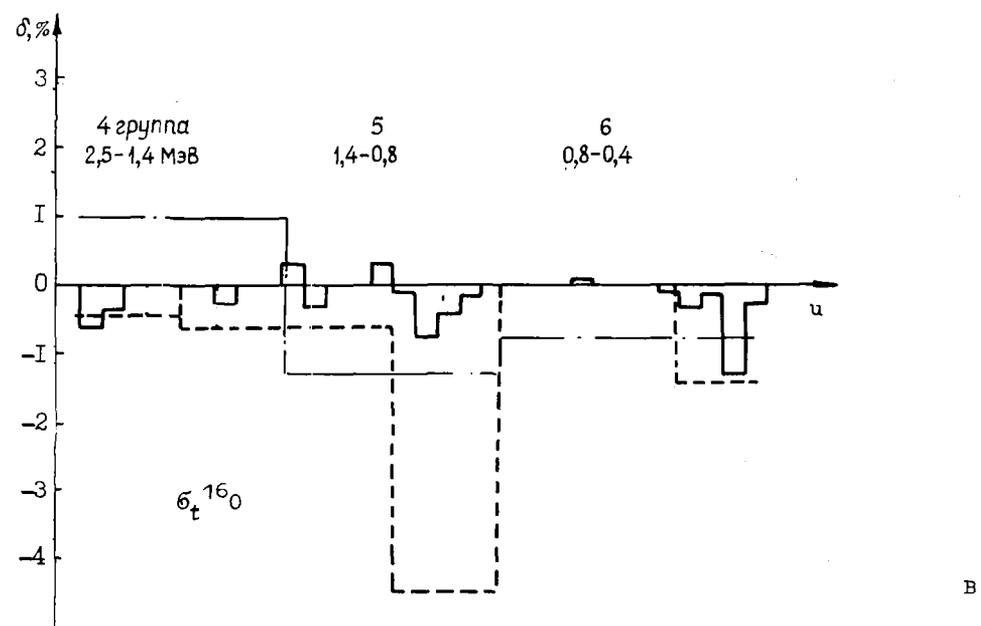
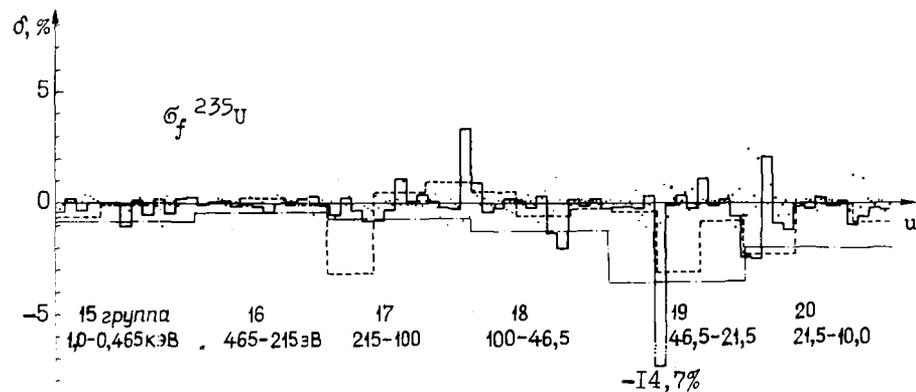
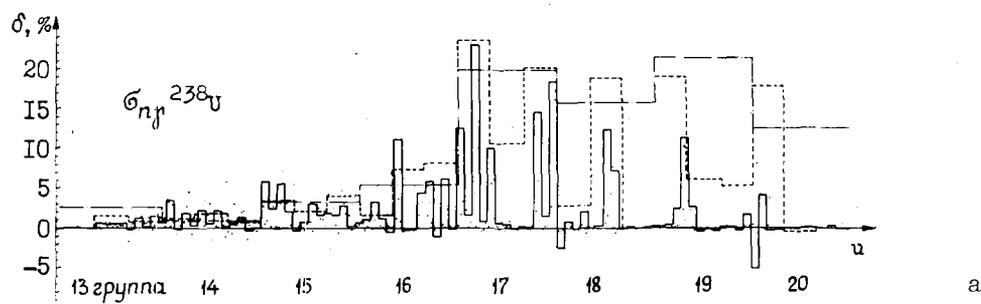


Рис.4. Отличие точных групповых и мультигрупповых сечений от приближенного расчета (для тепловой сборки). Обозначения погрешностей δ для различных групповых интервалов следующих систем: - - - - - БНАБ в приближении ШПС; - · - · - БНАБ в приближении СР; - - - - - JAERI в приближении ШПС; — — — — МУЛЬТИК в приближении ШПС; ····· М/З в приближении ШПС

Для погрешностей приближения ППС групп системы JAERI [3] характерен в среднем тот же диапазон, что и для групп систем БНАБ. Наряду с уменьшением ошибки в отдельных интервалах наблюдается значительное ее возрастание. Например, в 17-й группе БНАБ погрешность в сечении σ_{nr}^{238U} равна 8,9%, а для групп JAERI из этого же интервала: 4,5; 25,8 и 28%. Объясняется это повышенным влиянием локальных флуктуаций, которое в широкой группе компенсируется резким спадом ПС, в результате чего более сильные резонансы сечения σ_{nr}^{238U} вблизи нижней границы группы берутся с меньшим весом, чем резонансы у верхней границы. Для групп с шириной Δu приблизительно 0,06 и 0,02 влияние локальных флуктуаций является определяющим. На это указывает тот факт, что характер и размеры ошибок в мультигрупповых сечениях 238U (см. рис. 3, а, 4, а) для быстрого реактора и тепловой сборки очень близки.

Погрешности большей части мультигрупповых констант лежат в пределах 5% и уменьшаются с ростом числа групп. Однако в отдельных случаях они могут достигать 20% для тяжелых изотопов. Природу этих ошибок легко понять из рис. 5. В целом приближение ППС, как правило, занижает мультигрупповые сечения σ_{nr}^{238U} и завышает сечения $\sigma_t^{56Fe, 23Na, 16O}$. Для остальных сечений определенной тенденции не наблюдается. В настоящей работе нет возможности исследовать проблему подготовки матриц упругого рассеяния для мультигрупповых систем. Рассмотрены лишь погрешности приближения ППС в расчете мультигрупповых сечений $\sigma_{e \rightarrow j+1}^{j+1, 238U}$ (см. рис. 3, е). Отметим, что погрешности достигают значительных размеров как в резонансной области (до 46%), так и в области гладкого сечения (до 15%). Последнее объясняется влиянием флуктуаций ПС в окрестности резонансов 56Fe , 23Na , 16O .

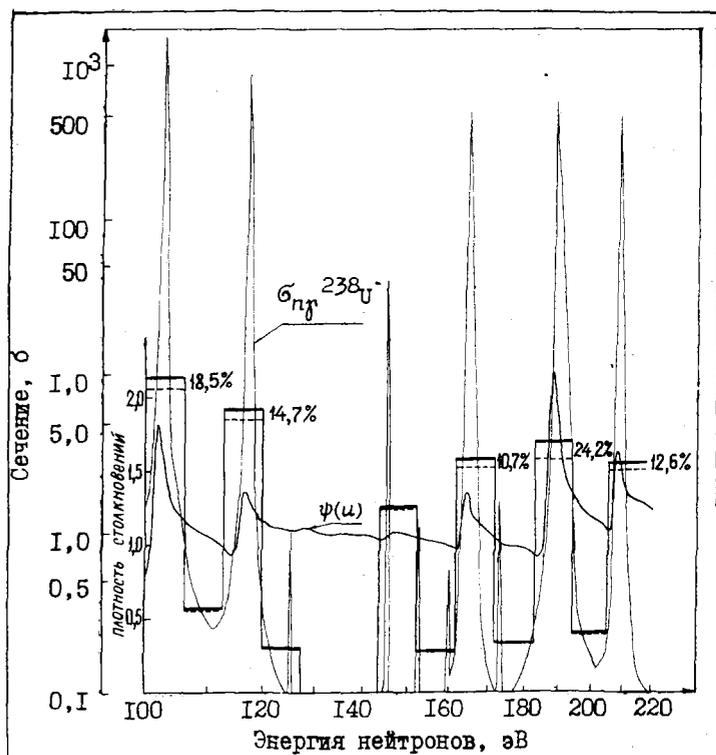


Рис. 5. Детальный ход плотности столкновений $\psi(u)$, сечения радиационного захвата и мультигрупповые сечения σ_{nr}^{238U} : — — точный расчет; - - - усреднение с весом $1/\Sigma_{t,j}(u)$ в 17-й группе системы БНАБ. Цифры около мультигрупповых сечений означают погрешность приближения ППС (для тепловой сборки)

Влияние погрешностей подготовки констант на $K_{эф}$ и скорости реакций. Одной из первых задач мультигрупповых систем является подготовка групповых констант, например в разбиении системы БНАБ. Для оценки влияния отмеченных в предыдущем разделе погрешностей мультигрупповых сечений на эту подготовку проведена свертка мультигрупповых констант (полученных в приближении ППС) в группы БНАБ. В качестве весовой функции для этой свертки использован детальный спектр, проинтегрированный по соответствующим мультигрупповым интервалам.

Результаты сравнения мультигрупповой свертки с точной подготовкой представлены в табл. 2. Кроме того, здесь же представлены погрешности приближений ППС и СР при усреднении непосредственно в группы БНАБ. Пробел в таблице означает, что погрешность меньше 0,1%.

Таблица 2

Отличия констант системы БНАБ, полученных с использованием приближений СР, ППС и мультигрупповой свертки, от точного расчета

Сечение	Группа	Точный расчет $\langle \sigma \rangle_T$	$\delta, \%$				
			БНАБ (СР)	БНАБ (ППС)	JAERI (ППС)	МУЛЬТИК (ППС)	М/З (ППС)
Быстрый реактор							
σ_{nr}^{238U}	13	0,962	9,4	1,5	0,5	0,4	0,1
	14	0,777	-5,3	-1,0	1,4	1,2	0,6
	15	1,087	-4,7	3,3	3,4	1,8	1,2
	16	1,186	-1,9	6,2	6,1	3,2	1,2
	17	2,146	-2,9	8,9	21,5	11,5	3,6
	18	1,735	-4,6	12,6	-6,8	4,2	4,4
σ_{nr}^{239Pu}	13	2,643	-10,2	-2,6	-1,1	-	-
	14	3,968	-1,5	-3,2	-0,6	-	-
	15	5,458	5,9	5,3	0,7	-0,3	-
	16	8,457	-14,5	-17,7	-0,2	0,3	0,2
	17	12,451	-1,0	-2,7	2,7	0,7	-
	18	19,275	-5,8	-3,2	8,9	-0,3	0,4
σ_f^{239Pu}	13	2,688	-11,5	-3,0	-1,2	-	-
	14	3,741	-1,1	-2,6	-0,5	-	-
	15	7,094	-11,6	-4,9	0,8	-0,2	-0,1
	16	11,464	-9,5	-11,5	1,0	0,4	0,2
	17	16,988	-2,0	-3,5	2,6	0,7	0,1
	18	34,754	-17,7	-16,5	-0,3	-0,2	0,4
σ_t^{56Fe}	6	2,839	-3,7	-0,7	0,6	0,3	-
	7	2,746	-1,7	-1,3	-1,4	-0,5	-0,1
	8	3,659	-1,1	-1,3	-1,5	-1,5	-0,2
	9	4,530	-0,6	-1,8	-1,9	-0,7	-
	10	8,164	3,1	3,4	3,1	-0,6	-
	11	3,486	-2,6	-2,6	-0,4	-	-
	12	9,730	7,0	3,8	0,4	-	-
Тепловая сборка							
σ_{nr}^{238U}	13	0,799		2,6	2,6	0,4	0,2
	14	0,714		1,0	1,3	1,0	0,7
	15	0,960		3,3	3,2	2,5	1,7
	16	0,996		5,5	5,5	4,4	1,9
	17	2,094		20,9	20,5	14,8	6,0
	18	1,632		15,9	14,1	7,9	3,3
	19	3,895		21,7	14,8	7,7	3,1
	20	3,513		12,6	16,4	-1,4	3,3
σ_f^{235U}	15	11,040		-0,9	-0,2	-	-
	16	16,579		-0,5	-	-	-
	17	20,151		-0,7	-0,6	0,2	-
	18	33,109		-1,3	-0,2	-	-
	19	37,174		-3,7	-1,6	-0,4	-0,2
	20	36,892		-2,1	-1,1	-0,5	0,3

как и предполагалось, использование мультигрупповой подготовки заметно повышает точность широкогрупповых констант. Особенно это касается легких и средних изотопов. Однако имеются случаи, когда погрешность остается нежелательно большой. Например, в 17-й группе свертка мультигрупповых сечений (Δ ц. приблизительно 0,06) σ_{nr}^{238U} приводит к ошибке 11,5% в быстром реакторе и 14,5% в тепловой сборке, что значительно больше ошибки микроскопического эксперимента. Причем в быстром реакторе погрешность даже возрастает по сравнению с подготовкой в системе БНАБ. Погрешности в сечении σ_{nr}^{238U} для 18-й и 19-й групп в тепловой сборке равны 7,9 и 7,7% соответственно. Для повышения точности подготовки широкогрупповых констант было бы целесообразно увеличить число мультигрупп в системе МУЛЬТИК для этой области энергий в два-три раза.

Для оценки влияния погрешностей подготовки констант на $K_{эф}$ и скорости реакций проведены групповые расчеты быстрого реактора на основе полученных выше широкогрупповых сечений. При этом использовалось точное сечение замедления, рассчитанное по $\phi(u)$. Результаты расчетов $K_{эф}$ и скоростей реакций представлены в табл.3. В колонке системы БНАБ представлены результаты расчетов по идеологии БНАБ [1] с соответствующим этой системе определением сечения замедления. При определении факторов B_j использовалась параболическая интерполяция плотности рассеивающих столкновений.

Сравнение $K_{эф}$ и средних по спектру скоростей реакций

Таблица 3

Функционал *	Точный расчет	$\delta, \%$					
		БНАБ	БНАБ (СР)	БНАБ (ППС)	JAERI (ППС)	МУЛЬТИК (ППС)	М/З (ППС)
$K_{эф}$	1,00489	-0,1	-0,04	-0,5	-0,2	-0,06	-0,01
(n, f) ^{235}U	0,597	-1,7	-1,2	-1,0	-0,4	-0,2	-0,05
(n, f) ^{235}U	2,078	-0,9	-0,7	-0,5	-0,3	-0,1	-0,03
(n, f) ^{238}U	0,303	-0,6	-0,4	0,5	0,4	0,3	0,1
(n, f) ^{239}Pu	0,580	-0,8	-0,6	-0,4	-0,4	-0,2	-0,06
(n, f) ^{239}Pu	1,820	-1,1	-0,7	-0,9	-0,1	-0,07	-0,02
(n, f) ^{23}Na	0,0165	-3,5	-6,0	0,3	-0,06	0,06	0,0

Проведенное исследование позволяет сделать следующие основные выводы:

- с уменьшением ширины группового интервала возрастающее влияние на точность подготовки групповых констант оказывают локальные флуктуации ПС. Это приводит к тому, что наряду с общим уменьшением погрешности в отдельных мультигруппах наблюдаются значительные (15-20%) ошибки в сечениях тяжелых изотопов;

- использование мультигрупповых расчетов заметно повышает точность подготовки широкогрупповых констант. Система МУЛЬТИК обеспечивает хорошую точность для всех сечений, исключение составляют сечения σ_{nr}^{238U} в 17-19-й группах, где погрешность достигает 8-15%;

- погрешности расчета основных скоростей реакций не превышают 2% для разбиения системы БНАБ и равномерно уменьшаются с ростом числа групп. Для системы МУЛЬТИК она приблизительно в пять раз меньше, чем для системы БНАБ.

Список литературы

1. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Бондаренко И.И., Николаев М.Н. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1964.
2. Vertes P. FEDGROUP-3 - a program system for processing evaluated nuclear data in ENDF/B, KEDAK or UKNDL format to constants to be used in reactor physics calculation: KFKI-1981-34. Budapest, 1981.
3. Katsuragi S., Tone T., Hasegawa A. JAERI Reactor Group Constants System. JAERI-1195, 1970.
4. Toppel B.J., Rago A.L., O'Shea D.M. MC²: A Code to Calculate Multigroup Cross-Section.- Report ANL-7318, 1967.
5. Лукьянов А.А., Платонов А.П. Спектры резонансных нейтронов в гомогенных средах. - Атомн. энергия, 1975, т. 39, вып.3, с. 213.

6. Воротынец М.Ф., Пивоваров В.А., Ваньков А.А. и др. Расчеты нейтронных спектров и подготовка групповых констант исходя из файлов ядерных данных. - Препринт ФЭИ-1007, Обнинск, 1980.
7. Возяков В.В., Воротынец М.Ф., Пивоваров В.А. и др. Тестирование детальных нейтронных сечений железа по результатам измерений в железосодержащей размножающей среде. - В кн.: Нейтронная физика (Материалы 5-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 15-19 сентября 1980 г.). М.: ЦНИИатсминформ, 1980, ч.4, с. 8-14.
8. Морозов А.Г., Зверков Ю.А., Сироткин А.М. и др. Расчет резонансного поглощения в бесконечных многокомпонентных средах. - Атомн. энергия, 1977, т. 42, вып.6, с. 492-493.
9. Segev M. Resonance Moderation of Neutrons in Weakly Absorbing Mixtures. - Nucl. Sci. and Engng, 1969, v. 36, p. 59-66.
10. Хаммел Г., Окрент Д. Коэффициенты реактивности в больших энергетических реакторах на быстрых нейтронах. Пер. с англ. яз. М.: Атомиздат, 1975.
11. Воротынец М.Ф., Пивоваров В.А. Методы решения уравнения замедления нейтронов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1980, вып.4(13), с. 46-72.
12. Воротынец М.Ф., Ваньков А.А., Воропаев А.И. Детальный расчет энергетического спектра нейтронов и проблема подготовки групповых констант. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1976, вып.21, с. 147-184.

Статья поступила в редакцию 14 декабря 1981 г.

Удк 539.17.013

УЧЕТ ВЛИЯНИЯ РЕЗОНАНСОВ p -ВОЛНЫ ПРИ АНАЛИЗЕ ЭКСПЕРИМЕНТА
ПО ПРОПУСКАНИЮ НЕЙТРОНОВ ЧЕРЕЗ ОБРАЗЦЫ ЖЕЛЕЗА

А.В. Комаров, А.А. Лукьянов

CALCULATION OF THE INFLUENCE OF P-WAVE RESONANCES IN EXPERIMENTAL NEUTRON TRANSMISSION ANALYSIS THROUGH IRON SAMPLES. The energy averaged transmission of resonance neutrons through iron samples is investigated as a function of sample thickness. Parameters of our theoretical model for the p-wave transmissions analysis have been found to be in agreement with corresponding evaluated values. With the help of s- and p-wave parameters obtained the transmission can be calculated for every sample thickness.

Данные по пропусканию резонансных нейтронов через образцы исследуемого вещества различной толщины являются основным источником информации для определения сечений взаимодействия и их энергетической структуры. При этом надежность воспроизведения пропусканий на разных толщинах с использованием полученных после обработки эксперимента сечений может служить критерием точности практического использования этих данных [1]. Анализ эксперимента по пропусканию на тонких образцах приводит к недостаточной точности определения сечений в интерференционных минимумах, в которых наиболее чувствительны пропускания на больших толщинах.

В данной работе проводился анализ эксперимента по пропусканию относительно широких по энергии пучков нейтронов в зависимости от толщины образца вплоть до довольно значительных толщин (с ослаблением пучка на 2-3 порядка). При анализе среднего по энергетической группе пропускания в работе использовалось модельное выражение для энергетической структуры сечения, учиты-

важные основные качественные особенности поведения истинных сечений и соответствующее приближению одинаковых эквидистантных резонансов [2]:

$$\sigma(E) = \sigma_{\min} + \sigma_0 \frac{[S \cos \varphi - \operatorname{tg} z(E) \sin \varphi]^2}{S^2 + \operatorname{tg}^2 z(E)}, \quad (1)$$

где σ_{\min} - сечение в минимуме; $\sigma_0 = 4\pi/k^2$ (k - волновое число); $\sigma_{\min} + \sigma_0$ - сечение в максимуме; $S = \pi\Gamma/2D$ - силовая функция; $z(E) = \pi(E - E_0/D)$. Пропускание с таким сечением будет иметь вид

$$T(n) = \langle \exp[n\sigma(E)] \rangle = \exp(-n\sigma_{\min}) t(n) = \\ = \exp(-n\sigma_{\min}) \frac{1}{\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \exp \left[-n\sigma_{\min} - n\sigma_0 \frac{(S \cos \varphi - \operatorname{tg} z \sin \varphi)^2}{S^2 + \operatorname{tg}^2 z} \right] dz, \quad (2)$$

где n - толщина исследуемого образца.

Интеграл пропускания (2) подробно исследовался в работах [3,4], в которых для него получены значения среднего сечения

$$\langle \sigma \rangle = \sigma_{\min} + \sigma_0 \frac{\sin^2 \varphi + S \cos^2 \varphi}{1+S}; \quad (3)$$

второго момента (среднего квадрата сечения)

$$\langle \sigma^2 \rangle = \langle \sigma \rangle^2 + (\sigma_0^2/2) [S/(1+S)^2]; \quad (4)$$

обратного момента (площади под кривой пропускания)

$$\left\langle \frac{1}{\sigma} \right\rangle = \frac{1}{\sqrt{\sigma_{\min}(\sigma_{\min} + \sigma_0)}} \frac{\sqrt{\sigma_{\min}(\sigma_{\min} + \sigma_0)}(1+S^2) + S(\sigma_0 + 2\sigma_{\min})}{\sigma_{\min} + \sigma_0 \sin^2 \varphi + 2S\sqrt{\sigma_{\min}(\sigma_{\min} + \sigma_0)} + S^2(\sigma_{\min} + \sigma_0 \cos^2 \varphi)}. \quad (5)$$

Определение влияния р-волны при пропускании. В настоящей работе обработаны экспериментальные данные по пропусканию, полученные в работе [5], в энергетических интервалах усреднения, соответствующих 4 - 9-й группам системы констант БНАБ-78, используемой для расчета реакторов [6]. В работе [7] проведен анализ экспериментальных данных по пропусканию на железе при учете только одноканального упругого рассеяния s-нейтронов. Этот подход оказался корректен для 7 - 9-й групп, в которых неупругое рассеяние отсутствует, а влиянием р- и d-волнового рассеяния можно пренебречь. В 4 - 6-й группах такой подход позволяет получить лишь формальные, а не физические параметры σ_{\min} , σ_0 , S и φ . В этих группах для правильного описания эксперимента необходимо учесть хотя бы влияние резонансов р-волны.

С учетом р-волны пропускание представляется в виде произведения $T = T_S T_P$, где T_S - пропускание s-волны; T_P - пропускание р-волны. В данной работе пропускание T_S рассчитывали по формуле (2) с параметрами σ_0 , S и φ , которые получены из анализа экспериментальных данных [7] и удовлетворяют соответствующим теоретическим и экспериментальным оценкам [2,7-9]:

$$\sigma_0 = \frac{4\pi}{k^2} 0,92; \quad \varphi = kR = 0,034\sqrt{E}; \\ S = \frac{\pi}{2} s_0 \sqrt{E} = 0,00025\sqrt{E}, \quad (6)$$

где 0,92 - содержание основного изотопа ^{56}Fe в природном железе; E выражено в килоэлектрон-вольтах. Полученные выше зависимости для φ и S эквивалентны выбору радиуса ядра $R = 5 \cdot 10^{-13}$ см и приведенной силовой функции $S_0 = 1,59 \cdot 10^{-4}$ [7].

Рассмотренным способом из общего пропускания было выделено пропускание, соответствующее p -волне, по формуле $T_p = T/T_s$. Уровни p -волны для четно-четного ядра являются двумя системами резонансных уровней, имеющих значения полных моментов $J = 1/2$ и $J = 3/2$. Поскольку эти системы уровней независимы, можно считать, что $T_p = T_{J=1/2} T_{J=3/2}$. Для каждой из систем уровней сечение описывается формулой (1) с соответствующими значениями σ_0 , S и φ . С учетом s -волны и двух систем резонансов p -волны пропускание записывается в виде $T = T_s T_{J=1/2} T_{J=3/2}$. Именно по этой схеме в настоящей работе обрабатывались экспериментальные данные с фиксированными параметрами для значения T_s .

С учетом действия трех систем уровней формулы (5)-(5) примут следующий вид:

$$\langle \sigma \rangle = \sigma_{\min} + \sum_{i=0}^2 \sigma_{0i} \frac{\sin^2 \varphi_i + S_i \cos^2 \varphi_i}{1 + S_i} \quad \text{— суммарное среднее сечение; (7)}$$

$$\langle \sigma^2 \rangle = \langle \sigma \rangle^2 + \sum_{i=0}^2 \frac{S_i \sigma_{0i}^2}{2(1 + S_i)^2} \quad \text{— суммарный второй момент; (8)}$$

$$\left\langle \frac{1}{\sigma} \right\rangle = \lim_{n \rightarrow \infty} \int_0^n \prod_{i=0}^2 T_i(n') dn' = \int_0^{\infty} \exp(-n' \sigma_{\min}) \prod_{i=0}^2 t_i(n') dn' \quad \text{— (9)}$$

площадь под кривой пропускания, где $T_i(n')$ и $t_i(n')$ определяются формулой (2).

Обработка экспериментальных данных. Экспериментальные данные по пропусканию обрабатывались, как и в работе [7], подгонкой параметров функции (2) для $T_{J=1/2}$ и $T_{J=3/2}$ методом наименьших квадратов. Эта подгонка осуществлялась на ЭВМ БЭСМ-6 с помощью библиотечной программы FUMILL; при этом время обработки экспериментальных данных одной группы составило 3-20 мин.

На рис.1 представлены результаты такой подгонки. В 4 - 6-й группах показан вклад в суммарное пропускание T_s s -волнового и T_p s - и p -волнового пропусканий соответственно, где в значение T_s входит пропускание $\exp(-n \sigma_{\min})$, обусловленное параметром σ_{\min} . Величина T_p вычислялась по формуле $T_p = T/T_s$. Если зафиксировать параметры s -волны и подогнать сечение σ_{\min} и всех параметров p -волны в введенных обозначениях $S_1, S_2, \varphi_1, \varphi_2, \sigma_{01}, \sigma_{02}$, то программе FUMILL не хватит экспериментальной информации, чтобы получить результаты с приемлемой точностью. Кроме того, при обработке экспериментальной информации было доказано, что указанная программа устойчива относительно возмущения начальных значений лишь в случае подгонки двух параметров при остальных фиксированных, т.е. в случае, когда результат подгонки не зависит от выбранной комбинации начальных значений. При некоторых, но не при всех комбинациях параметров устойчивость подгонки программы FUMILL относительно возмущения начальных данных справедлива и для трех подгоняемых параметров, но не справедлива для большего числа подгоняемых параметров. Признано целесообразным подгонять не более двух-трех параметров; остальные параметры фиксировались. Для параметров p -волны можно принять достаточно точные в случае железа теоретические оценки [2]:

$$\sigma_{01} = \frac{4\pi}{k^2} 0,92 = \sigma_{00}; \quad \sigma_{02} = 2 \frac{4\pi}{k^2} 0,92 = 2\sigma_{00}; \quad \text{(10)}$$

$$\varphi_1 = \varphi_2 = \varphi_p; \quad \varphi_p = \varphi_0 - \arctg \varphi_0 = kR - \arctg(kR),$$

которые были использованы в расчетах. Значения теоретических оценок для φ_1 и φ_2 проверялись в подгонке к экспериментальным данным при других фиксированных параметрах. Результаты подгонки оказались близкими к теоретическим оценкам. Основными параметрами, которые определялись в данной схеме подгонки, стали величины σ_{\min} , S_1 и S_2 . При подгонке было сделано упрощающее предположение $S_1 = S_2 = S_p$, обычно используемое при определении нейтронных силовых функций p -волны [10].

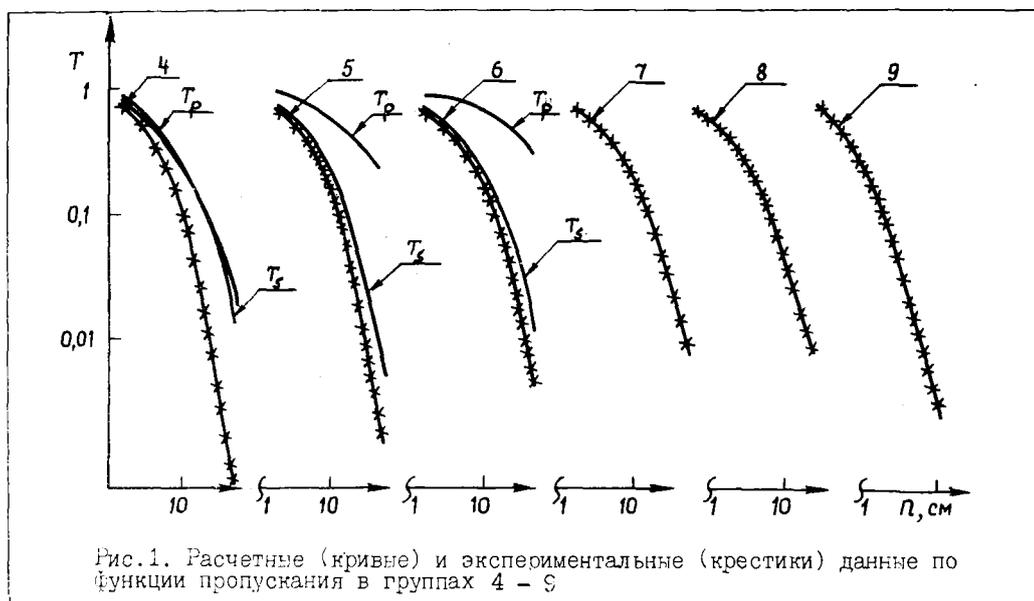


Рис.1. Расчетные (кривые) и экспериментальные (крестики) данные по функции пропускания в группах 4 - 9

В табл.1 представлены значения параметров s -волны (δ) и p -волны (10). Для δ -й группы, где значение φ_p невелико, достаточно точным является приближение $\varphi_p = 0$, так как в рассматриваемом интервале изменения толщин справедливо соотношение $T_p = \exp(-n \langle \sigma_p \rangle)$, а $\langle \sigma_p \rangle = \langle \sigma_1 \rangle + \langle \sigma_2 \rangle$ рассчитывается по выражениям (3), (7).

Таблица 1

Параметры функции пропускания s - и p -волн для железа в отдельных группах

Группа	Энергетический интервал, МэВ	σ_{\min}, δ	σ_0, δ	φ	S	φ_p	S_p	σ_{op}, δ
6	0,4 - 0,8	0,317(0,504)	3,88	0,83	0,21	0,137	0,0288(0,029)	3,88
5	0,8 - 1,4	0,507(0,712)	2,17	1,1	0,26	0,225	0,0677(0,0837)	2,17
4	1,4 - 2,5	0,523	1,224	1,57	0,54	0,56	0,157	1,765

Примечание. В скобках представлены результаты соответствующего анализа пропусканий при $\varphi_p = 0$.

В случае $\varphi_p = 0$ выражение (2) для парциальных пропусканий $T_{J=1/2}$ и $T_{J=3/2}$ можно существенно упростить, используя для них аппроксимирующую формулу работы [11]:

$$T = \frac{1}{\sqrt{n\sigma_0 \frac{\pi n \sigma_0 S^2 + 12d}{\sigma + n\sigma_0} + 1}}, \quad (II)$$

где $d = (\sin^2 \varphi + S \cos^2 \varphi) / (1 + S)$. Это выражение весьма близко к (2) при малых значениях S и $\varphi = 0$ [11]. Использование его существенно сокращает время работы программы FUMILI; при этом основное время уходит на вычисление интеграла (2) для S -волны (время подгонки составляет 1-2 мин на ЭВМ БЭСМ-6).

Анализ полученных результатов. В табл.1 представлены значения полученных в результате подгонки параметров как с учетом интерференции резонансного и потенциального рассеяния в p -волне, так и при $\varphi_p = 0$. В 5-й и 6-й группах параметры σ_{\min} и S_p подгонялись, результаты подгонки при $\varphi_p = 0$ указаны в скобках. Из таблицы видно, что различие в случае учета и неучета интерференции в 6-й группе в пределах точности полученных результатов более существенно в 5-й группе.

Таким образом, если интерференция резонансного и потенциального рассеяния невелика, можно пользоваться формулой типа (11) [11].

Основным результатом проведенного анализа экспериментальных данных с учетом действия p -волны является уточнение значения параметра σ_{\min} по сравнению с анализом, учитывающим только s -волну. Этот параметр обладает наибольшей устойчивостью к применению различных схем анализа экспериментальных данных и обладает по сравнению с полученными параметрами наименьшей погрешностью.

На рис.2 крестиками обозначены результаты подгонки параметра σ_{\min} с учетом s -волнового рассеяния [7]. Пренебрежение влиянием других каналов взаимодействия нейтрона с ядром дает завышенное значение σ_{\min} в 4 - 6-й группах. Учет вклада пропускания для p -волны уточняет минимальное сечение (кружки на рис.2). Это уточнение проведено и в 4-й группе, хотя в ней весьма существен вклад неупругого рассеяния и резонансов d -волны. В 4-й группе подгонялись значения σ_{op} и σ_{\min} . Параметры p -волны в этой группе носят модельный характер из-за отсутствия достаточной информации о неупругом рассеянии и резонансах d -волны.

В результате подгонки к эксперименту в 5-й и 6-й группах были получены значения силовых функций S_p , которые можно сопоставить с результатами для S_1 -приведенной силовой функции, исходя из определения приведенной силовой функции в работах [8,10]. Тогда $S_p = \frac{\pi}{2} V_1 S_1 \sqrt{E/1}$, где $V_1 = (kR)^2 / [1 + (kR)^2]$ - фактор проникаемости; E выражено в электронвольтах. Необходимо отметить, что весьма часто для анализа экспериментальных данных используется одноуровневая модель сечения, когда доля среднего сечения для частичного вклада p -волны имеет вид [10]

$$\langle \sigma_p \rangle = (2l+1) \sigma_0 \sin^2 \varphi + (\pi/2)(2l+1) \sigma_0 S_p V_1 \sqrt{E/1} \cos 2\varphi. \quad (12)$$

Сравнивая это выражение с (5), можно сделать вывод, что если данные о приведенной силовой функции S получены в применении одноуровневой модели сечения с учетом интерференции резонансного и потенциального рассеяния, то соотношение между S_p и S_1 будет выражаться формулой $S_p = \frac{\pi}{2} S_1 V_1 \times \sqrt{E/1} / (1 - \frac{\pi}{2} S_1 V_1 \sqrt{E/1})$, которая переходит в соотношение $S_p = \frac{\pi}{2} S_1 V_1 \sqrt{E/1}$ при малых значениях $S_p (S_p \ll 1)$.

Полученные в результате анализа значения S_p в 5-й и 6-й группах (см.табл.1) не противоречат данным по $S_1 = (0,4 \pm 0,2) 10^{-4}$ [12]. В рассмотренной схеме обработки экспериментальных данных с учетом их погрешностей и погрешности фиксирования параметров относительная погрешность полученных значений S_p довольно велика (около 100% в 6-й группе и более 100% в 5-й группе). Поэтому нецелесообразно проводить оценку полученного значения S_1 -приведенной силовой функции. Однако наблюдается рост значений приведенных силовых функций с ростом энергии, что для S_0 согласуется с соответствующими результатами [13]. Рост значений S_1 , полученных в настоящей работе, в 4-й и 5-й группах находится в пределах погрешности возрастающего вклада d -волновых резонансов и неупругого рассеяния.

На рис.3 приведены результаты подгонки силовых функций S_p : крестики - значения, полученные в результате анализа; кривая 1 - приведенная силовая функция $S_1 = 0,4 \cdot 10^{-4}$ с соответствующими погрешностями (пунк-

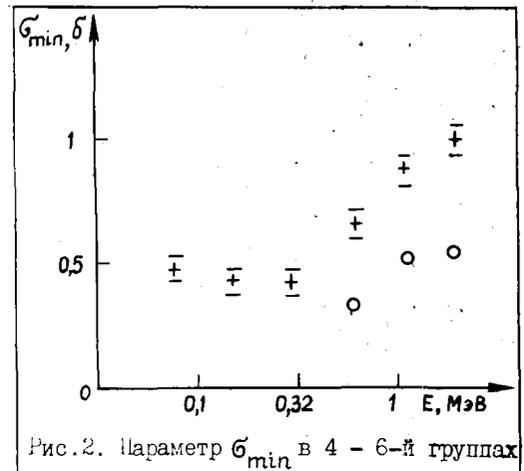


Рис.2. Параметр σ_{\min} в 4 - 6-й группах



Рис.3. Расчетные (кривые) и анализируемые (крестики) значения параметра S_p

тирные линии). для 4-й группы в целях достаточно точного описания эксперимента по пропусканию было взято большее значение S и использована модельная величина S_p , значительно отличающаяся от величин, вычисленных из приведенной силовой функции S_1 .

Существенный вклад в анализируемую величину S_p в 4-й и 5-й группах вносит неупругое рассеяние. Этот вклад можно приближенно оценить следующим образом:

$$S_{po} = S'_p + S_{неупр} = \frac{\pi \Gamma_n}{2D} + \frac{\pi \Gamma_{nin}}{2D} = \frac{\pi \Gamma_n}{2D} \left(1 + \frac{\Gamma_{nin}}{\Gamma} \right),$$

отсюда

$$S_{неупр} = S'_p \frac{\Gamma_{nin}}{\Gamma_n} = S'_p \frac{\sqrt{E-0,85} V_1(E-0,85)}{\sqrt{E} V_1(E)},$$

где E выражено в мегаэлектронвольтах; 0,85 - энергия первого резонансного уровня, неупругого рассеяния; $S'_p = \frac{\pi}{2} S_1 V_1 \sqrt{E/4}$. (E выражено в электронвольтах). На рис.3 кривая 2 соответствует величине $S_{op} = S'_p + S_{неупр}$; значение S_p в 4-й группе находится в пределах относительной погрешности $S_1 [S_1 = (0,4 \pm 0,2) 10^{-4}] / 127$.

В табл.2 представлены результаты определения моментов $\langle \sigma \rangle$, $\langle \sigma^2 \rangle$, $\langle 1/\sigma \rangle$, которые рассчитывались с использованием параметров, приведенных в табл.1 для случая $\varphi_p \neq 0$. Площадь под кривой пропускания $\langle 1/\sigma \rangle$ вычислялась по формуле (9) как двойной интеграл с использованием для внешнего и внутреннего интегрирования соответственно программ GPINSP и GAUSS из библиотеки для ЭВМ БЭСМ-6. При этом была сделана замена переменных $n' = x/1-x$. Время вычисления одного двойного интеграла на ЭВМ БЭСМ-6 в рассмотренной схеме составило 5-10 с.

Моменты $\langle \sigma \rangle$ и $\langle \sigma^2 \rangle$ определялись по формулам (7), (8). Все три момента в табл.2 сравнивались с соответствующими результатами подгонки с формальными параметрами, учитывающими только s-волновое упругое рассеяние [7], и с результатами метода подгрупп [14]. Из таблицы видно, что моменты, полученные в разных схемах обработки эксперимента по пропусканию, достаточно близки. Это свидетельствует об устойчивости трех моментов к способам обработки эксперимента по пропусканию.

Таблица 2

моменты $\langle \sigma \rangle$, $\langle \sigma^2 \rangle$, $\langle 1/\sigma \rangle$, полученные при различных способах анализа пропусканий

Группа	$\langle \sigma \rangle$, σ			$\langle \sigma^2 \rangle$, σ^2			$\langle 1/\sigma \rangle$, σ^{-1}		
	s-, p-волна	модельные параметры	БНАВ	s-, p-волна	модельные параметры	БНАВ	s-, p-волна	модельные параметры	БНАВ
6	2,94	3,09	3,1	11,0	12,5	19,3	0,469	0,471	0,5
5	2,67	2,72	2,73	8,34	8,69	8,8	0,446	0,443	0,451
4	3,13	3,12	3,12	10,9	11,0	9,93	0,361	0,362	0,36

Рассмотренный метод анализа эксперимента по пропусканию с учетом действия p-волны дает возможность уточнить значение минимального сечения. При соответствующих экспериментальных данных на основе описанного метода можно получить информацию о приведенных силовых функциях, оптическом радиусе ядра R , а затем по полученным параметрам рассчитать различные реакторные функции. Проведенное исследование позволяет сделать важный для практических приложений вывод: по имеющимся оцененным ядерно-физическим данным можно с достаточной точностью определять значения средних по резонансам пропусканий нейтронов через образцы произвольной толщины. Весьма информативной в данной схеме оказывается нижняя часть кривой пропускания (пропускание на больших толщинах) вследствие корректного учета асимптотических свойств интеграла пропускания [4].

Список литературы

1. Лукьянов А.А. О требованиях и точности воспроизведения энергетической структуры нейтронных сечений. - В кн.: Нейтронная физика (Материалы 3-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 9-13 июня 1975 г.). М.: ЦНИИатоминформ, 1976, ч. I.

2. Лукьянов А.А. Структура нейтронных сечений. М.: Атомиздат, 1978.
3. Комаров А.В., Лукьянов А.А. Вопросы теоретического анализа данных по пропусканию нейтронов в области неразрешенных резонансов. - Препринт ФЭИ-894. Обнинск, 1979.
4. Комаров А.В., Лукьянов А.А. Асимптотические свойства интеграла пропускания в области неразрешенных резонансов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1980, вып.3(38), с. 10-17.
5. Глуховец А.Н., Филишов В.В. Плотность распределения полного нейтронного сечения. - В кн.: Нейтронная физика (Материалы 5-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 15-19 сентября 1980 г.). М.: ЦНИИатоминформ, 1980, ч. 4, с. 15.
6. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Николаев М.Н. и др. Новая система групповых констант для расчета быстрых реакторов. - Атомн. энергия, 1980, т. 48, с. 117.
7. Комаров А.В., Лукьянов А.А. Метод анализа средних по энергии пропусканий резонансных нейтронов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып. 3(42), с.3-9.
8. Mughabghab S.F., Garber D.L. Neutron Cross-Sections. BNL-325. New York, 1973, v. 1.
9. Бычков В.М., Манохин В.Н., Возяков В.В. Оценка сечений конструкционных материалов. Полный файл нейтронных данных для естественного железа. Обнинск, 1978.
10. Tavony R.H., Seth K.K. Ann. Phys., 1968, v. 46, p. 401.
11. Комаров А.В. Аппроксимации функции пропускания резонансных нейтронов. - Препринт ФЭИ-1075. Обнинск, 1980.
12. Allen B.J., Musgrove A.R., Boldeman J.W., Kenny M.J. Nucl. Phys., 1976, v. A269, p. 408.
13. Pandey M.S., Gar J.B., Harvey J.A., Good W.M. Proc. Conf. on Nuclear Cross-Sections and Technology. NBS425. Washington, 1975, p. 748.
14. Николаев М.Н., Игнатов А.А., Хохлов В.Ф. Метод подгрупп для учета резонансной структуры сечений. - Атомн. энергия, 1970, т. 29, с. 11; 1971, т. 30, с. 416.

Статья поступила в редакцию 23 декабря 1981 г.

УДК 539.172

ОПТИЧЕСКИЙ ПОТЕНЦИАЛ ДЛЯ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

А.В. К л е п а ц к и й, В.А. К о н ь ш и н, Е.Ш. С у х о в и ц к и й

OPTICAL POTENTIAL FOR HEAVY NUCLEUS. A unique set of generalized optical potential parameters is obtained on a base of coupled-channel calculations which gives the possibility to describe the experimental information available for ^{238}U , ^{239}Pu , ^{240}Pu .

Метод связанных каналов [1] в настоящее время широко используется как для анализа экспериментальных данных по взаимодействию нейтронов с ядрами, так и для предсказания нейтронных сечений. Как известно, этот метод является наиболее адекватным обобщением оптической модели по сравнению с традиционным. Изотопическая зависимость оптического потенциала, связанная с неадекватностью описания процесса взаимодействия нуклона с ядром, для обобщенной оптической модели должна быть более слабой, так как эта модель учитывает такие важные для процесса взаимодействия индивидуальные особенности ядер, как энергии уровней основной ротационной полосы и деформации.

В работе приведены результаты поиска на основе экспериментальных данных параметров оптического потенциала для группы тяжелых делящихся ядер. Для расчетов была использована ЭВМ-программа, реализующая общепринятый физический алгоритм метода связанных каналов [1], оттестированная по стандарту, предложенному в работе [2]. Отличие разработанной нами ЭВМ-программы по методу связанных каналов, описанному в работах [2-4], заключается в модификации схемы вычислений для ускорения численного счета, что позволяет объединить метод связанных каналов с оптимизационной задачей поиска параметров потенциала, используя χ^2 -критерий.

Оптимизация параметров потенциала по экспериментальным данным производилась поисковой программой, использующей метод наискорейшего спуска, причем подгонка параметров велась не в отдельных точках, а одновременно по всей энергетической области 0,1-15 МэВ.

Процедура поиска единого потенциала состояла в следующем. На первом этапе определялся оптимальный набор параметров потенциала для ядра ^{238}U , имеющего наиболее многочисленную экспериментальную информацию; кроме того, нулевой спин основного состояния этого ядра делает поиск менее трудоемким. В низкой энергетической области расчетные значения подгонялись к оцененным величинам силовых функций S_0 и S_1 и радиусу потенциального рассеяния $R'/\sqrt{5}$. Одновременно для подгонки во всей энергетической области использовались экспериментальные значения полного сечения σ_t взаимодействия нейтронов с ядром ^{238}U и имеющаяся надежная информация по угловым распределениям упруго- и неупругорассеянных нейтронов в области энергий, где можно пренебречь вкладом компаундного механизма. В более низкой области энергий экспериментальные данные по $d\sigma/d\Omega$ в подгонке не учитывались, но расчетные величины сверялись с ними на непротиворечивость.

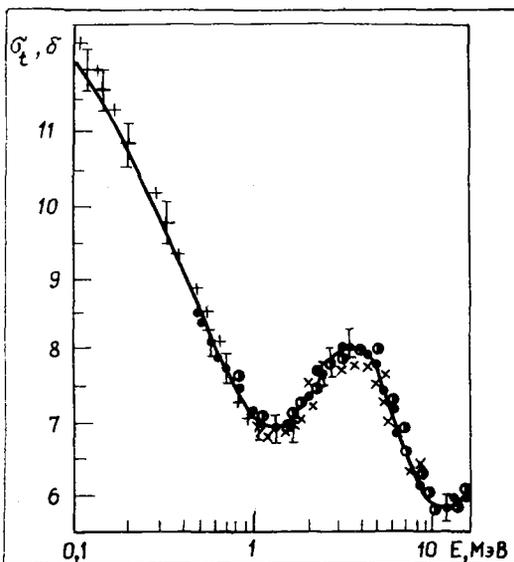
При поисках параметров предполагалось, что оптический потенциал имеет следующую форму:

$$u(z) = -V_R f(z, a_R, R_R) + iW_D 4a_D \frac{d}{dz} f(z, a_D, R_D) + (\hbar/m_{\pi}c)^2 V_{S0} \vec{\ell} \vec{\sigma} \frac{1}{z} \frac{d}{dz} f(z, a_R, R_R),$$

где $f(z, a, R) = [1 + \exp(z - R)/a]^{-1}$. Для деформируемых членов V_R и W_D радиус брался в виде $R = R^0 A^{1/3} [1 + \beta_2 Y_{20}(\theta) + \beta_4 Y_{40}(\theta)]$, а спин-орбитальный потенциал V_{S0} не был деформирован, и радиус для него имел вид $R_R = R^0 A^{1/3}$.

В расчетах учитывалась связь первых трех уровней основной ротационной полосы ^{238}U : $0^+ - 2^+ - 4^+$, так как учет следующего уровня 6^+ изменял результаты расчетов в пределах ошибок экспериментальных данных (кроме сечения возбуждения уровня 4^+). При подгонке предполагалось, что параметры V_R, W_D, a_R и a_D линейно зависят от энергии. Однако, как оказалось, для описания экспериментальных данных вводить зависимость от энергии диффузии действительной части потенциала нет необходимости. Введение же энергетической зависимости параметра a_D существенно улучшает описание. В результате оптимизации по экспериментальным и оцененным данным получены следующие параметры потенциала для ядра ^{238}U :

$$\begin{aligned} V_R &= 45,87 - 0,3E; & R_R^0 &= 1,256; & a_R &= 0,626; \\ W_D &= \begin{cases} 2,95 + 0,4E & (E \leq 10 \text{ МэВ}); \\ 6,95 & (E > 10 \text{ МэВ}); \end{cases} & R_D &= 1,260; & a_D &= 0,555 + 0,0045E; \\ V_{S0} &= 7,5; & \beta_2 &= 0,216; & \beta_4 &= 0,080. \end{aligned}$$



Расчеты с использованием приведенных параметров позволяют описать имеющиеся данные для ^{238}U в области энергий 0,1-15 МэВ практически в пределах ошибок эксперимента (рис.1).

На рис.2,а,б,в приведены дифференциальные сечения упругого и неупругого рассеяния нейтронов для энергий 3,4; 8,56 и 15,2 МэВ соответственно. Сравнение рассчитанных и оцененных на основе экспериментальных данных значений силовых функций S_0 и S_1 и радиуса потенциального рассеяния R' приведено в таблице.

Рис.1. Сравнение экспериментальных (точки) и расчетных (кривая) данных по σ_t ^{238}U в области энергий 0,1-15 МэВ

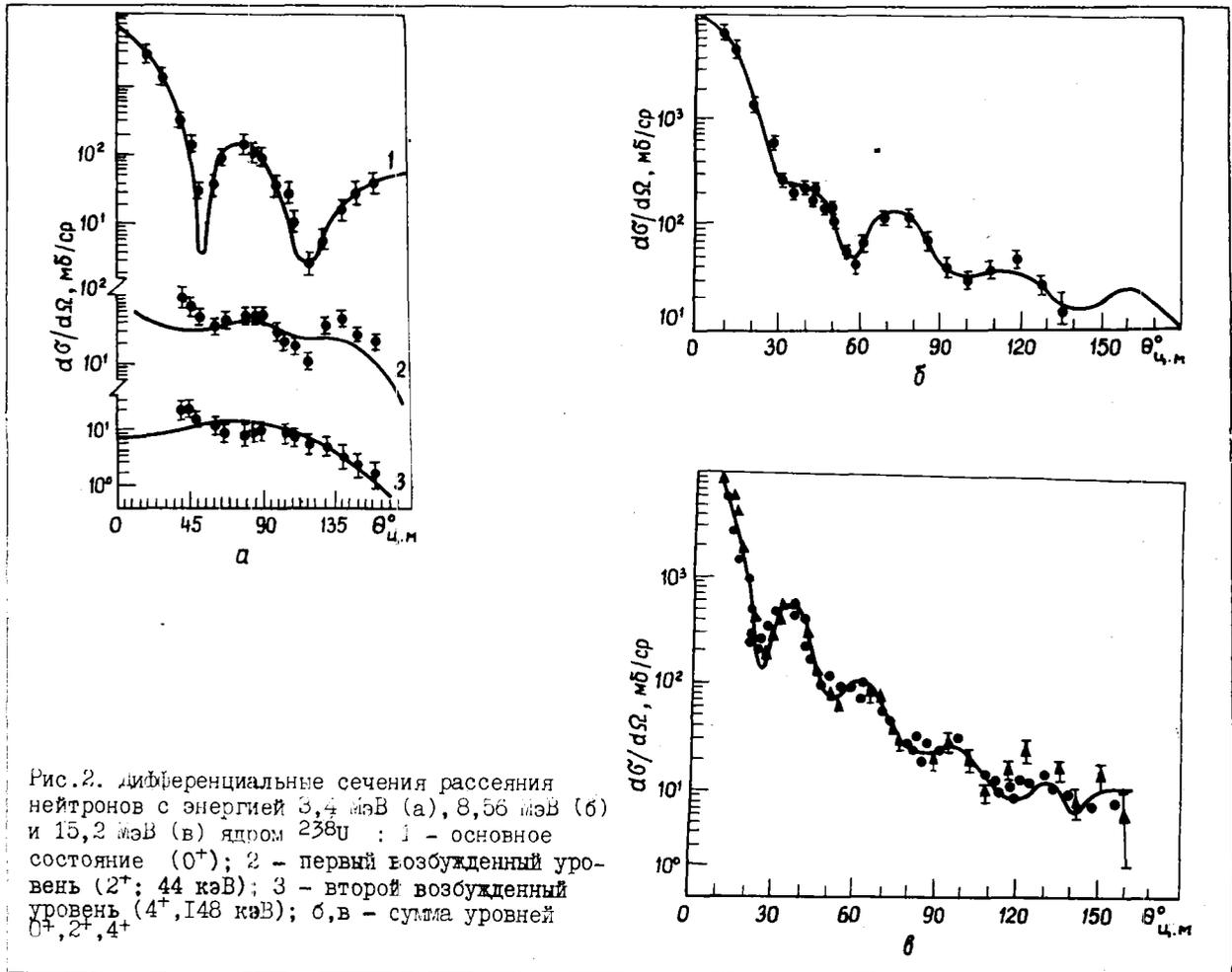


Рис. 2. Дифференциальные сечения рассеяния нейтронов с энергией 3,4 МэВ (а), 8,56 МэВ (б) и 15,2 МэВ (в) ядром ^{238}U : 1 - основное состояние (0^+); 2 - первый возбужденный уровень (2^+ ; 44 кэВ); 3 - второй возбужденный уровень (4^+ ; 148 кэВ); б, в - сумма уровней $0^+, 2^+, 4^+$

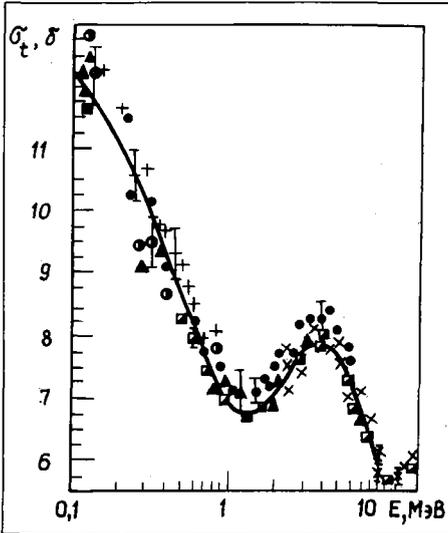
На втором этапе получения единого потенциала для тяжелых ядер была предпринята попытка описать имеющуюся экспериментальную информацию для ядер ^{235}U , ^{239}Pu и ^{240}Pu с геометрическими параметрами, полученными для ^{238}U . Кроме того, не варьировалась величина спин-орбитального потенциала V_{so} . Были использованы следующие данные: для ядер ^{239}Pu и ^{235}U - наши оцененные значения $\sigma_t(E)$ в области энергий до 15 МэВ, оцененные значения S_0 , S_1 и R' и экспериментальные данные по угловым распределениям; для ядра ^{240}Pu - только оцененные значения S_0 , S_1 , R' и σ_t в области энергий до 5,5 МэВ. Вычисления выполнялись в предположении следующих схем связи уровней: для ^{235}U - $7/2^-, 9/2^-, 11/2^-, 13/2^-, 15/2^-$; для ^{239}Pu - $1/2^+, 3/2^+, 5/2^+, 7/2^+, 9/2^+$; для ^{240}Pu - $0^+, 2^+, 4^+$.

Расчетные и оцененные значения величин S_0 , S_1 и R'

Ядро	$S_0 \cdot 10^4, \text{эВ}^{-1/2}$		$S_1 \cdot 10^4, \text{эВ}^{-1/2}$		$R', \text{ср}$	
	Расчет	Оценка	Расчет	Оценка	Расчет	Оценка
^{238}U	1,16	$1,168 \pm 0,05$	1,95	$1,95 \pm 0,5$	9,48	$9,44 \pm 0,25$
^{235}U	0,05	$1,07 \pm 0,07$	2,4	$2,0 \pm 0,5$	9,14	$9,15 \pm 0,25$
^{239}Pu	1,15	$1,19 \pm 0,17$	2,2	$2,3 \pm 0,4$	9,05	$9,10 \pm 0,25$
^{240}Pu	0,96	$1,1 \pm 0,16$	2,0	$2,8 \pm 0,8$	9,00	$8,56 \pm 0,6$

При описании экспериментальных данных оказалось вполне достаточным ввести в потенциал полученную для ^{238}U изотопическую зависимость глубин действительной и мнимой частей и подогнать параметры деформации β_2 и β_4 . Как оказалось, глубины действительной и мнимой частей потенциала с учетом изотопической зависимости, полученной в процессе подгонки, могут быть записаны в следующем виде: $V_R = 49,72 - 17 \frac{N-Z}{A} - 0,3E$; $W_D = 5,22 - 10 \frac{N-Z}{A} + 0,4E$.

Параметры деформации ядер ^{235}U , ^{239}Pu и ^{240}Pu для потенциала с указанными выше значениями V_R и W_D равны соответственно: $\beta_2 = 0,201$; $\beta_4 = 0,072$; $\beta_2 = 0,217$; $\beta_4 = 0,082$; $\beta_2 = 0,191$; $\beta_4 = 0,094$. Совокупность приведенных параметров позволяет описать имеющуюся экспериментальную информацию для указанных ядер практически в пределах ее ошибок. Некоторые примеры описания приведены на рис. 3, 4.



В рамках данного варианта метода связанных каналов возникают определенные трудности при попытке воспроизвести детальную структуру в угловом распределении неупругорассеянных нейтронов на уровне 2^+ . При этом структура, полученная в расчетах, менее заметна, чем в эксперименте.

Рис. 3. Сравнение экспериментальных (точки) и расчетных (кривая) данных по σ_t ^{239}Pu в области энергий 0,1-15 МэВ

Аналогичные трудности возникают и при описании хода углового распределения уровней ($5/2^+$, $7/2^+$) для ^{239}Pu . Необходимо отметить, однако, что надежность измерений для первого уровня очень мала (следует учесть, что энергия ядра-отдачи сравнима с энергией первого уровня).

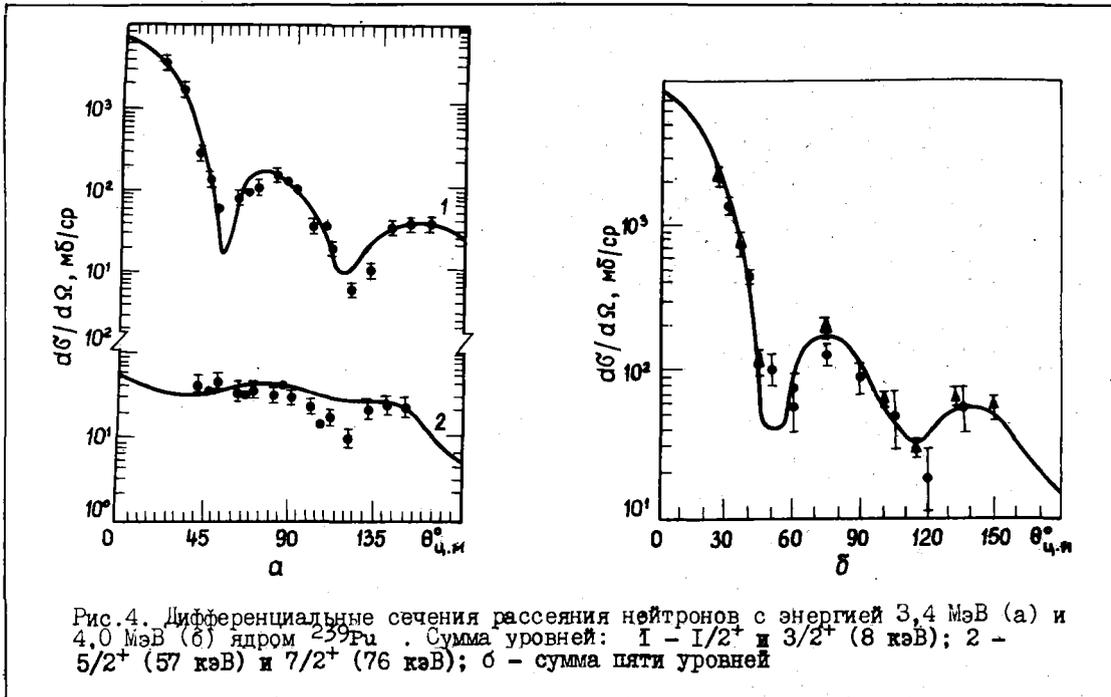


Рис. 4. Дифференциальные сечения рассеяния нейтронов с энергией 3,4 МэВ (а) и 4,0 МэВ (б) ядром ^{239}Pu . Сумма уровней: 1 - $1/2^+$ и $3/2^+$ (8 кэВ); 2 - $5/2^+$ (57 кэВ) и $7/2^+$ (76 кэВ); б - сумма пяти уровней

Значения полученных нами глубин действительной и мнимой частей потенциала для ^{238}U ниже на 0,5 и 20% соответственно, чем параметры из работы [6], которые были определены приданием большего веса экспериментальным данным по угловым распределениям упруго- и неупругорассеянных нейтронов из той же работы. Отличие полученного нами потенциала от других заключается также в том, что в нем введена энергетическая зависимость геометрического параметра a_D . Это позволяет учесть конкуренцию между поверхностным и объемным поглощением (особенно существенную в области энергий выше 10 МэВ).

Список литературы

1. Tamura T. Rev. Modern Phys., 1965, v. 37, p. 679.
2. Kiruchi Y. Proc. of the IAEA Panel on Neutron Nuclear Data Evaluation. IAEA-153. Vienna, 1971, p. 305.
3. Игнатик А.В., Лунев В.П., Шорин В.С. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1974, вып. 13, с. 59.
4. Дзюба Б.М., Маршалкин В.Е., Погашев В.М., Тяпин А.С. Там же, 1976, вып. 23, с. 147.
5. De Saussure G., Olson D.K., Perez R.D., Difilippe F.C. Prog. Nucl. Energy, 1979, v. 3, p. 87.
6. Haouat G., Sigand J., Lachkar J., Lagrange Ch. e.a. NEANDC(E)-180"L", 1977.

Статья поступила в редакцию 29 декабря 1981 г.

УДК 539.172.4

ОЦЕНКА СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИИ $^{238}\text{U}(n,2n)$ ОТ ПОРОГА ДО 19 МэВ^X

Н.В. Корнилов, В.Н. Виноградов, Е.В. Гай, Н.С. Работнов,
О.А. Сальников, П. Райч, Ш. Дароци, Ш. Надъ, Й. Чикаи

EVALUATION OF THE $^{238}\text{U}(n, 2n)$ -REACTION CROSS-SECTION IN THE NEUTRON ENERGY RANGE FROM THE THRESHOLD UP TO 19 MeV. Experimental data for $^{238}\text{U}(n, 2n)$ -reaction cross-section are compiled. New data on the γ -rays intensities, cross-sections of standard reactions and so on taken into account to normalize the original data. The evaluated curve was obtained by Padé-approximation. The evaluated cross-section was averaged over the fission neutron spectra of ^{235}U and ^{232}Cf .

Реакция $^{238}\text{U}(n, 2n)$ является первым звеном одной из цепочек ядерных превращений, ведущих к накоплению в топливном и сырьевом материалах ядерных реакторов легкого изотопа ^{232}U , что создает значительные трудности во внешнем топливном цикле [1].

За последние 20 лет получены значительные экспериментальные данные о функции возбуждения этой реакции от порога до 19 МэВ. Сечение реакции $(n, 2n)$ измерялось двумя методами. Большинство работ выполнено активационным методом с различными способами регистрации активности ^{237}U . В некоторых работах используется метод большого спинтилляционного бака, который позволяет измерять сечения реакций $(n, 2n)$, $(n, 3n)$ и др., регистрируя множественность вторичных нейтронов. Во всех работах поток нейтронов измерялся относительно опорных реакций, таких, как $^{238}\text{U}(n, f)$, $n(n, n')$, $^{27}\text{Al}(n, \alpha)$ и др. Последнее обстоятельство затрудняет непосредственное сопоставление результатов различных работ, так как в соответствии с накоплением экспериментальных данных за этот период произошли значительные изменения в сечениях опорных реакций.

В настоящей работе собраны доступные авторам экспериментальные данные о сечении реакции $^{238}\text{U}(n, 2n)$, дана краткая характеристика экспериментов и проведена необходимая перенормировка

^X Работа одобрена Министерством просвещения ВНР и АН ВНР.

результатов. В некоторых случаях увеличены погрешности сечений. Если данные взяты из рисунков, погрешность квадратично увеличена на 15%. В ряде работ авторы не сообщают об использованных ими величинах сечений опорных реакций, интенсивности выходов γ -квантов и других параметрах. В этом случае погрешность увеличивали на 5–10% в соответствии с оцененной точностью величин. С использованием приближения Паде построена аналитическая зависимость функции возбуждения реакции $(n, 2n)$ от порога до энергии 19 МэВ, описывающая всю совокупность данных в пределах погрешностей эксперимента.

Экспериментальные данные

1. Корнилов Н.В. и др. [2]. Сечение измерено в интервале энергий нейтронов 6,5–10,5 МэВ. Использован активационный метод. Активность ^{237}U измерялась по выходу γ -квантов с энергией 208,0 кэВ ($J_\gamma = 21,8\%$ [3]) с помощью GeLi-детектора. Для определения плотности потока использовались реакции $^{238}\text{U}(n, f)$, $^{27}\text{Al}(n, \alpha)$, $^{56}\text{Fe}(n, p)$.

Сравнение экспериментально измеренных скоростей реакций с аналогичными величинами, рассчитанными на основе рекомендованных сечений, показало [4], что для реакции $^{238}\text{U}(n, f)$ наиболее реальной является оценка библиотеки ENDF/B-IV [5]. Поэтому значения сечений, опубликованные в работе [2], были перенормированы с учетом различий оценок сечения реакции $^{238}\text{U}(n, f)$ по данным работы [6] и библиотеки ENDF/B-IV [5]. Аналогичная перенормировка сделана для результатов работ [7, 8]. К ошибкам сечений, опубликованным в работе [2], квадратично добавили 2% для учета погрешностей сечений опорных реакций.

2. Pool M.J. [9]. Энергия нейтронов 14 МэВ. Метод измерения потока не известен. Сечение реакции $(n, 2n)$ измерялось по выходу γ -квантов с энергией 59,5 кэВ. Эффективность детектора определялась с помощью источника ^{241}Am . При этом предполагалось, что выходы γ -квантов одинаковы для распадов $^{237}\text{U} \rightarrow ^{237}\text{Np}$, $^{241}\text{Am} \rightarrow ^{237}\text{Np}$. Значение сечения реакции $(n, 2n)$ было перенормировано с учетом того, что по современным данным [3] отношение выходов γ -квантов $J_\gamma(^{231}\text{Am})/J_\gamma(^{237}\text{U}) = 1,04$. Так как сведений о методе измерения потока нет, погрешность сечения увеличили до 10%.

3. Phillips J.A. [10]. Энергия около 14 МэВ. Подробных сведений об эксперименте нет. В работе [11] отмечается, что техника эксперимента аналогична описанной в работе [9]. Поэтому перенормировка, введенная для данных работы [9], была сделана и для этой работы.

4. Rosen L. e.a. [12]. Результаты взяты из рис.4 работы [13]. Энергия около 14 МэВ. Об эксперименте ничего не известно.

5. Graves E.R. e.a. [14]. Значения сечений взяты из рис.2 работы [7]. Интервал энергий 13,2–15,2 МэВ. Сведений об эксперименте нет. Нами приписана 15%-ная погрешность.

6. Knight J.D. e.a. [7]. Энергия нейтронов в интервале 5,98–9,97 МэВ и 16 МэВ. Активационный метод с радиохимическим отделением продуктов деления. Поток нейтронов измерялся относительно реакции $^{238}\text{U}(n, f)$ по выходу ^{99}Mo . Из измеренного отношения b_{n2n}/b_{nf} , используя "аппаратурные" значения сечения деления, которые включают в себя деление немонотонными нейтронами из реакции $D(d, np)$, авторы получили сечения реакции $(n, 2n)$. Перенормировка была сделана на аналогичную величину "аппаратурного" сечения деления, полученную в работе [2].

7. Антропов Г.В. и др. [15]. Энергия нейтронов 15 МэВ уточнена нами на основе указанной в работе энергии ускоренных дейтронов ($E \approx 14,77$ МэВ). Использовался активационный метод с радиохимическим выделением продуктов реакций (n, f) , $(n, 2n)$ для измерения потоков нейтронов и сечения реакции $(n, 2n)$. Активность измерялась $4\pi\beta$ -счетчиком. Поток нейтронов был определен по выходам осколков деления ^{99}Mo , ^{140}Ba , ^{141}Ce . Авторы не дают сведений о сечениях деления и выходах осколков.

8. Perkin J.L. e.a. [11]. Энергия нейтронов 14,5 МэВ. Активационный метод. Поток нейтронов измерен относительно реакции $^{65}\text{Cu}(n, 2n)$ ^{64}Cu . Использовался спинтиляционный гамма-спектрометр. Авторы не дают сведений о величине опорного сечения. Ошибку сечения увеличили до 10%.

9. Mather D.S. e.a. [16]. Энергия нейтронов 14,06 МэВ. Метод большого спинтиляционного бака. Поток нейтронов измерялся тем же методом относительно реакции $^{238}\text{U}(n, f)$. Эффективность метода была определена с помощью источника ^{252}Cf ($\bar{\nu} = 3,782$). Значение сечения перенормировано на $\bar{\nu} = 3,732$ [8].

10. Daroczy S. e.a. [17]. Энергия нейтронов 14,41 МэВ. Поток нейтронов измерен относительно реакции $^{27}\text{Al}(n, \alpha)$ [18]. Активационный метод с использованием GeLi-детектора. Оригинальные данные изменены с учетом новых сведений о выходе β -квантов с энергией 208,0 кэВ ($J_\beta = 21,8\%$ [3]).

11. Landrum J.H. e.a. [13]. Интервал энергий 13,70–14,94 МэВ. Поток нейтронов измерялся с помощью реакции $^{27}\text{Al}(n, \alpha)$ [19]. Активационный метод с использованием GeLi-детектора. Сечение реакции $(n, 2n)$ перенормировано с учетом оценки работы [18] для сечения реакции $^{27}\text{Al}(n, \alpha)$. Авторы не указывают на используемую ими интенсивность β -квантов с энергией 208,0 кэВ, поэтому ошибка сечения была квадратично увеличена на 5%.

12. Fréhaut J. e.a. [8]. Область энергий нейтронов 7,93–14,76 МэВ. Метод большого сцинтилляционного бака для измерения сечения реакции $(n, 2n)$ и потока нейтронов относительно реакции $^{238}\text{U}(n, f)$. Данные перенормированы с учетом разницы используемых в работе сечений и оценки работы [5].

13. Askerman A. e.a. [20]. Интервал энергий нейтронов 13,18–18,13 МэВ. Поток нейтронов измерялся с помощью однокристального спектрометра нейтронов с подавлением β -квантов. Активационный метод. Активность ^{237}U определялась с помощью GeLi-детектора по выходу β -квантов с энергией 208,0 кэВ. Сечение перенормировано на выход β -квантов ($J_\beta = 21,8\%$ [3]).

14. Nagy S. e.a. [21]. Энергия нейтронов 7,7 МэВ. Поток нейтронов измерялся с помощью камеры деления относительно реакции $^{238}\text{U}(n, f)$. Активационный метод со спектрометрией β -квантов GeLi-детектором. Авторы указывают на отношение $\sigma_{n2n}/\sigma_{nf} = 1,063 \pm 0,043$. Сечение реакции $(n, 2n)$ получено относительно сечения деления из библиотеки ENDF/B-IV [5].

15. Raics P. [22]. Энергия нейтронов 13,54–14,76 МэВ. Активационный метод для измерения сечения реакции $(n, 2n)$ и потока нейтронов относительно реакции $^{27}\text{Al}(n, \alpha)$ [22]. Активности измерялись GeLi-детектором и $4\pi\beta$ -счетчиком. Результаты опубликованы в работе [22]. В дальнейшем авторы перенормировали эти данные с учетом фона рассеянных нейтронов. Дополнительно были проведены измерения со значительно более низким фоном. Средние результаты старых (с поправкой на фон) и новых измерений используются в настоящей работе и будут отдельно опубликованы с подробным описанием эксперимента.

16. Veeger L.R. e.a. [23]. Интервал энергий 14,7–19,0 МэВ. Поток нейтронов измерялся с помощью однокристального сцинтилляционного спектрометра и камеры деления с ^{238}U . Результаты совпали с точностью 5%. Сечение реакции $(n, 2n)$ измерено методом большого сцинтилляционного бака. К ошибке, указанной авторами, добавили погрешность измерения потока (5%). Данные, опубликованные в перечисленных работах, и перенормированные результаты приведены в табл. I. В дальнейшем под экспериментальными сечениями будем понимать перенормированные величины.

Таблица I

Измеренные, перенормированные, рекомендованные сечения реакции $^{238}\text{U}(n, 2n)$

Энергия нейтронов, МэВ	Измеренное сечение $\sigma \pm \Delta\sigma$, 10^{-31} м^2	Перенормированное сечение $\sigma_n \pm \Delta\sigma_n$, 10^{-31} м^2	Рекомендованное сечение σ_p	$\frac{\sigma_p - \sigma_n}{\sigma_n} 100$, %	Литература
1	2	3	4	5	6
6,42	60 \pm 30	58 \pm 31	27	-53,4	[1]
6,54	72 \pm 5	79 \pm 4	79	0	[2]
6,78	251 \pm 13	259 \pm 14	259	0	[2]
6,80	270 \pm 20	260 \pm 45	276	+6,0	[1]
6,96	540 \pm 40	520 \pm 90	413	-20,6	[1]
7,00	470 \pm 30	450 \pm 76	448	-0,4	[1]
7,00	402 \pm 18	420 \pm 20	448	+6,6	[2]
7,20	510 \pm 40	495 \pm 86	618	+24,8	[1]
7,25	790 \pm 50	766 \pm 128	658	-14,0	[1]
7,45	890 \pm 50	863 \pm 142	810	-6,1	[1]

Энергия нейтронов, МэВ	Измеренное сечение $\sigma \pm \Delta\sigma$, 10^{-31} м^2	Перенормированное сечение $\sigma_n \pm \Delta\sigma_n$, 10^{-31} м^2	Рекомендованное сечение σ_p	$\frac{\sigma_p - \sigma_n}{\sigma_n} 100$, %	Литература
I	2	3	4	5	6
7,50	831 ± 30	845 ± 34	845	0	[2]
7,58	980 ± 50	950 ± 155	898	-5,5	[7]
7,7	См. текст, п. I4	1046 ± 65	970	-7,3	[21]
7,82	1110 ± 50	1076 ± 173	1033	-4,0	[7]
7,88	1070 ± 50	1038 ± 168	1062	+2,3	[7]
7,93	1081 ± 110	1123 ± 110	1085	-3,4	[8]
7,99	1077 ± 31	1090 ± 38	1110	+1,8	[2]
8,44	1178 ± 113	1219 ± 113	1249	+2,5	[8]
8,49	1210 ± 50	1185 ± 188	1260	+6,3	[7]
8,50	1244 ± 41	1262 ± 48	1262	0	[2]
8,94	1313 ± 113	1347 ± 113	1332	-1,1	[8]
8,96	1390 ± 50	1362 ± 214	1334	-2,1	[7]
8,99	1344 ± 35	1358 ± 44	1337	-1,5	[2]
9,44	1361 ± 139	1400 ± 139	1380	-1,4	[8]
9,48	1460 ± 50	1416 ± 225	1363	-2,3	[7]
9,49	1371 ± 36	1384 ± 45	1384	0	[2]
9,93	1378 ± 114	1409 ± 114	1419	+0,7	[8]
9,97	1490 ± 50	1445 ± 229	1422	-1,6	[7]
10,00	1413 ± 37	1420 ± 47	1424	+0,3	[2]
10,42	1407 ± 92	1452 ± 92	1458	+0,4	[8]
10,50	1466 ± 63	1475 ± 70	1465	-0,7	[2]
10,91	1389 ± 142	1431 ± 142	1497	+4,6	[8]
11,40	1478 ± 111	1522 ± 111	1522	0	[8]
11,88	1360 ± 125	1398 ± 125	1511	+8,0	[8]
12,36	1449 ± 113	1502 ± 113	1443	-3,9	[8]
12,85	1374 ± 105	1428 ± 105	1312	-8,1	[9]
13,18	1220 ± 90	1287 ± 95	1199	-6,9	[20]
13,2	См. п. 5	1050 ± 158	1191	+13,5	[14]
13,33	1207 ± 109	1258 ± 109	1143	-9,1	[8]
13,4	См. п. 5	1040 ± 156	1118	+7,5	[14]
13,54	970 ± 70	1066 ± 48	1066	0	[22]
13,6	См. п. 5	950 ± 143	1044	+9,9	[14]
13,70	1000 ± 46	996 ± 68	1007	+1,1	[13]
13,76	897 ± 65	997 ± 45	986	-1,1	[22]
13,8	См. п. 5	910 ± 137	971	+6,7	[14]
13,80	906 ± 115	930 ± 116	971	+4,4	[8]
13,83	845 ± 100	892 ± 105	961	+7,7	[20]
13,92	1030 ± 44	1030 ± 68	930	-9,9	[13]
14	650 ± 50	677 ± 101	902	+34,0	[9]
14,0	850	850 ± 130	902	+6,0	[12]
14,01	900 ± 34	899 ± 57	898	-0,1	[15]
14,06	822 ± 30	792 ± 40	881	+11,3	[16]
14,08	860 ± 37	855 ± 56	875	+2,3	[13]
14,1	650 ± 50	677 ± 101	868	+29,0	[10]
14,1	См. п. 5	800 ± 120	868	+8,5	[14]
14,10	762 ± 53	873 ± 40	868	-0,6	[22]

Энергия нейтронов, МэВ	Измеренное сечение $\sigma \pm \Delta\sigma$, 10^{-31} м^2	Перенормированное сечение $\sigma_n \pm \Delta\sigma_n$, 10^{-31} м^2	Рекомендованное сечение σ_p	$\frac{\sigma_p - \sigma_n}{\sigma_n} 100$, %	Литература
1	2	3	4	5	6
14,28	908 ± 184	920 ± 183	811	-11,8	[8]
14,3	См. п.5	790 ± 119	805	+1,9	[14]
14,39	830 ± 36	827 ± 55	778	-5,9	[13]
14,41	711 ± 90	750 ± 60	772	+3,0	[17]
14,42	700 ± 48	780 ± 35	769	-1,4	[22]
14,43	750 ± 85	791 ± 90	766	-3,1	[20]
14,5	690 ± 40	690 ± 70	747	+8,2	[11]
14,62	680 ± 68	732 ± 60	714	-2,5	[22]
14,7	См. п.5	720 ± 108	693	-3,8	[14]
14,70	700 ± 34	699 ± 48	693	-0,8	[13]
14,7	673 ± 41	673 ± 53	693	+2,9	[23]
14,76	749 ± 182	759 ± 182	676	-10,7	[8]
14,76	620 ± 44	678 ± 30	678	0	[22]
14,77	900 ± 150	900 ± 150	676	-24,9	[15]
14,8	См. п.5	630 ± 95	668	+6,1	[14]
14,90	615 ± 62	649 ± 65	644	-0,7	[20]
14,94	680 ± 27	670 ± 42	635	-5,2	[13]
15,1	См. п.5	510 ± 77	601	+17,8	[14]
15,2	См. п.5	500 ± 75	580	+16,0	[14]
15,3	565 ± 65	617 ± 68	561	-9,1	[20]
15,91	515 ± 52	543 ± 54	463	-14,7	[20]
16,00	320 ± 30	336 ± 57	451	+34,0	[7]
16,00	451 ± 82	451 ± 85	451	0	[23]
16,52	370 ± 45	390 ± 47	392	+0,5	[20]
17,0	366 ± 75	366 ± 77	349	-4,5	[23]
17,04	355 ± 40	375 ± 42	347	-7,6	[20]
17,65	345 ± 40	364 ± 42	305	-16,1	[20]
18,0	234 ± 85	234 ± 86	286	+22,3	[23]
18,13	235 ± 30	248 ± 32	280	+12,9	[20]
19,0	273 ± 88	273 ± 89	244	-10,5	[23]

Оценка функции возбуждения реакции $^{238}\text{U}(n, 2n)$

В работе [24] развит метод описания экспериментальных функций с помощью дробно-рациональных выражений (приближение Паде второго рода) вида

$$\sigma(E) = \frac{P_{N-1}(E)}{Q_N(E)} = \sum_{i=1}^{\ell_2} \frac{\alpha_i(E - \varepsilon_i) + \beta_i}{(E - \varepsilon_i)^2 + \gamma_i^2} + \sum_{i=1}^{\ell_1} \frac{a_i}{E - P_i}, \quad (1)$$

где P_{N-1} , Q_N - полиномы степени $N-1$ и N соответственно; $\ell_1 + 2\ell_2 = N$. Этот метод использовался для аппроксимации и оценки экспериментальных зависимостей сечений ядерных реакций [25].

Оцененная функция реакции $(n, 2n)$ строилась с помощью выражения (1). Вся совокупность экспериментальных точек, включая точку $\sigma_{2n}(Q_{2n}) = 0$, рассматривалась как единый статистический ан-

самбль. Параметры кривой выбирались из условия минимизации величины χ^2 . Наилучшее описание достигается с числом параметров $L = 2N = 10$. При этом $[\chi^2/(K-1)]^{1/2} = 0,79$ (K - число экспериментальных точек). Полученные параметры приведены в табл.2. Энергия нейтронов берется в мегаэлектронвольтах, при этом сечение получается в 10^{-31} м².

Таблица 2

Параметры для расчета сечения с помощью выражения (1)

Параметры	Значение i	
	1	2
α_i	3520,727	-1179,224
β_i	-1178,012	5676,409
ϵ_i	6,69328	12,5233
δ_i	1,9349	2,55837
a_i	172,638	-
P_i	5,80306	-

Как видно из рис.1 и табл.1, где приведены относительные отклонения рекомендованных сечений от экспериментальных значений, функция (1) описывает в пределах погрешностей всю совокупность данных.

Параметры, используемые для описания сечения реакции $(n, 2n)$, не имеют физического смысла, однако поведение сечения, рассчитанного с помощью выражения (1), можно понять на основе простых, физически обоснованных соотношений.

В статистической модели ядерных реакций сечение реакции $(n, 2n)$ описывается выражением

$$\sigma_{2n}(E_0) = \int_0^{E_0 - Q_{2n}} \sigma_{n1}(E, E_0) P_n(E, E_0) dE,$$

где Q_{2n} - порог реакции $(n, 2n)$; σ_{n1} - спектр первого нейтрона; P_n - вероятность того, что ядро, имеющее энергию возбуждения $U = E_0 - E$, испустит нейтрон. Для ядра ^{238}U при энергии возбуждения, превышающей порог реакции $(n, 2n)$ примерно на 0,5 МэВ, величина $P_n(E, E)$ - практически постоянная. Спектр первого нейтрона, испущенного ядром ^{239}U , $\sigma_{n1}(E, E_0)$ состоит из двух компонентов, связанных с прямым и равновесным процессами [26]. Предполагая для равновесной части спектра максвелловское распределение и равномерное распределение для спектра нейтронов прямого процесса, можно получить [27]

$$\sigma_{2n}(E_0) = \sigma_c \left[1 - \left(1 + \frac{E_0 - Q_{2n}}{T} \right) \exp\left(- \frac{E_0 - Q_{2n}}{T} \right) \right] + \sigma_{di} \frac{E_0 - Q_{2n}}{E_0}, \quad (2)$$

где $T \approx 0,4$ МэВ - температура максвелловского спектра; σ_c, σ_{di} - полные сечения равновесного и прямого процессов. Как показано в работе [26], для начальных энергий нейтронов 6-9 МэВ сечение σ_c - постоянная величина, а сечение σ_{di} - практически пропорционально начальной энергии.

Быстрый рост сечения $(n, 2n)$ от порога до примерно 8,5 МэВ связан с равновесной частью спектра первого нейтрона [первое слагаемое в выражении (2)]. Более медленный рост, близкий к линейной зависимости в области 9-11 МэВ, обусловлен вкладом прямых процессов. Отклонение поведения сечения реакции $(n, 2n)$ вблизи $E_0 \approx 11$ МэВ от закономерности, характерной для области 9-11 МэВ, можно связать с началом реакции $(n, 3n)$. На основе этого, сравнивая рассчитанное сечение с линейной экстраполяцией из области 9-11 МэВ, можно определить порог реакции $(n, 3n)$. Значение $Q_{3n}^{\text{экс}} = 11,16$ МэВ хорошо совпадает с величиной порога, рассчитанной по энергии связи ядер, $Q_{3n} = 11,27$ МэВ.

Медленно меняющаяся величина сечения $(n, 2n)$ в области не менее 15 МэВ также обусловлена вкладом прямых процессов. В рассматриваемом случае отсутствует экспериментальная информация о ходе функции возбуждения вблизи порога. Известны только само значение порога и поведение функции при $E \geq 6,5$ МэВ, резко отличающееся от окологорогового. Поэтому аппроксиманта (1) с параметрами из табл.2 дает в непосредственной близости к порогу бессмысленные отрицательные значения сечения и для этой области энергий надо делать самостоятельную оценку из других соображений. Выражение (2) для малых значений $x = (E_0 - Q_{2n})/T$ предсказывает квадратичный закон изменения сечения. Как видно из рис.2, такое поведение не согласуется с ходом оцененной кривой, которая предсказывает более сильное изменение сечения для $E \geq 6,5$ МэВ. Предполагая степенную зависимость для сечения $\sigma_{2n} \sim x^n$, из оцененной кривой можно определить показатель степени $n = (d\sigma/dx)(x/\sigma)$. Вблизи энергии 6,5 МэВ $n \approx 3$. Так, для $E = 6,55$ МэВ $n = 3,09$.

Уравнение (2) было получено без учета конкуренции деления и β -эмиссии. Расчет, выполненный в работе [28], с учетом этих процессов в пределах погрешностей согласуется с экспериментальными

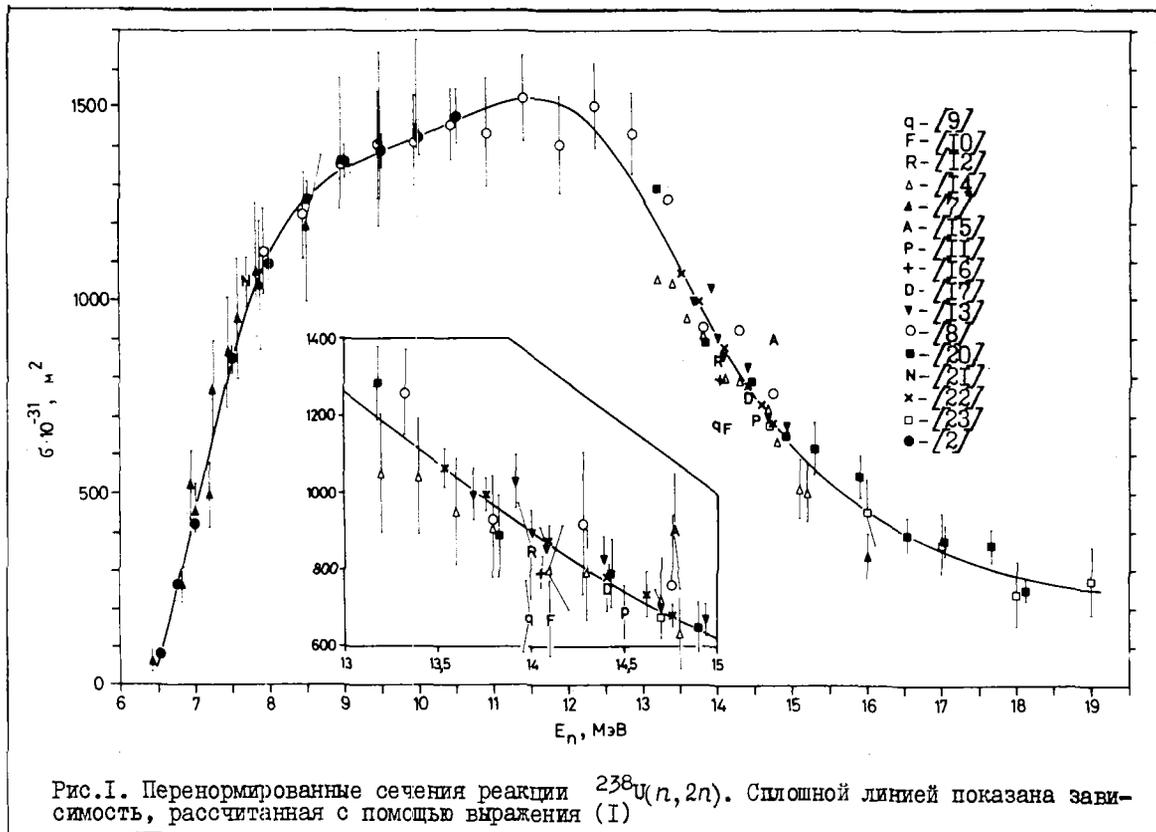


Рис.1. Перенормированные сечения реакции $^{238}\text{U}(n, 2n)$. Сплошной линией показана зависимость, рассчитанная с помощью выражения (1)

сечениями реакции $(n, 2n)$ и вероятностью деления Γ_f/Γ для $6,5 \text{ МэВ} \leq E_0 \leq 10 \text{ МэВ}$. Аналогичный расчет для $E_0 \approx Q_{2n}$ предсказывает близкое к кубической зависимости поведение сечения реакции $(n, 2n)$ (см. рис.2).

Таким образом, в области энергий нейтронов от порога реакции до 6,55 МэВ для сечения реакции $^{238}\text{U}(n, 2n)$ предложено выражение (в 10^{-31} м^2)

$$\sigma_{2n}(E) = 1267(E - Q_{2n})^3, \quad (3)$$

где $Q_{2n} = 6,143 \text{ МэВ}$.

В работе [24] показано, что в среднем близость рассчитанной кривой к "истинной" функции определяется выражением

$$\bar{\delta} = \left\{ \frac{\sum_i [(\sigma_p - \sigma_n) / \sigma_n]_i^2}{(K-1)K/L} \right\}^{1/2}$$

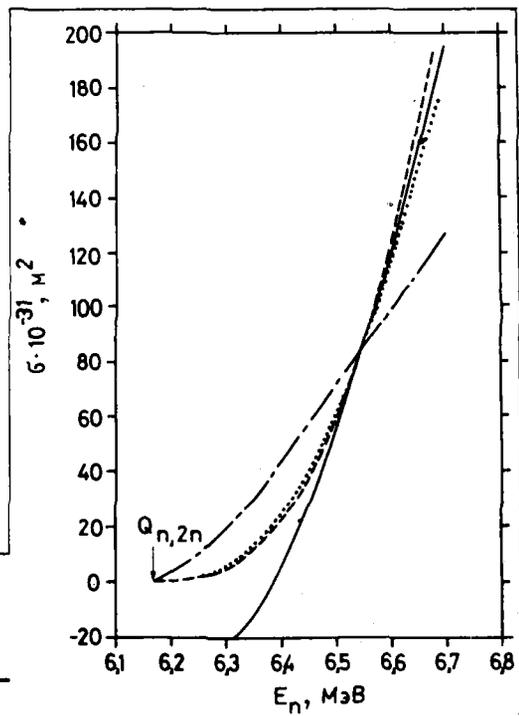


Рис.2. Зависимость $\sigma_{n,2n}$ вблизи порога реакции $^{238}\text{U}(n, 2n)$: --- выражение (2); — выражение (1); -.-.- кубическая зависимость (3); расчет с учетом конкуренции деления и γ -эмиссии. Кривые отнормированы в точке 6,55 МэВ

В нашем случае $\bar{\delta} = 2,5\%$. Точность описания для различных интервалов энергий можно оценить величиной среднеквадратичного отклонения от экспериментальных точек. Значение

$$\bar{\Delta} = \left\{ \frac{\sum_i [(\sigma_p - \sigma_n)/\sigma_n]^2}{n-1} \right\}^{1/2}$$

для разных интервалов энергий приведено в табл.3. При расчете величин $\bar{\delta}$, $\bar{\Delta}$ не учитывались данные работы [7], измеренные в пределах энергетического разрешения, но дающие значительное (примерно до 25%) различие в сечениях (E_0 равна 6,96 и 7,2 МэВ). Точки из работ [9,10,15] вблизи энергии 14 МэВ и точка из работы [7] ($E_0 = 16$ МэВ) выпадают из совокупности экспериментальных данных.

Таблица 3

Погрешность рекомендованного сечения для разных интервалов энергий нейтронов

E_1-E_2 , МэВ	$\bar{\Delta}$, %	n	E_1-E_2 , МэВ	$\bar{\Delta}$, %	n	E_1-E_2 , МэВ	$\bar{\Delta}$, %	n
6,5-7	4,5	5	9,0-10	1,4	6	13,3-14,0	6,4	11
7,0-8	6,6	9	10,0-12	4,6	5	14-15,0	6,0	20
8,0-9	3,3	6	12-13,3	9,9	5	15-16,0	13,2	5
						16-19,0	13,6	7

Таким образом, можно сделать вывод, что точность сечений, рекомендованных в данной работе, удовлетворяет практическим потребностям [29]. Выражения (1), (3) были использованы для расчета сечения реакции $^{238}\text{U}(n,2n)$, усредненного по спектрам нейтронов, возникающих при делении ^{235}U тепловыми нейтронами и спонтанном делении ^{252}Cf . Соответствующие спектры нейтронов деления взяты из работы [30]:

$$\chi(E) = \mu(E)M(E),$$

где $M(E)$ - максвелловское распределение со средней энергией $\bar{E}_U = 1,97$ МэВ, $\bar{E}_{Cf} = 2,13$ МэВ; $\mu(E)$ - дополнительный множитель, учитывающий отклонение от максвелловского распределения.

Были получены следующие значения средних сечений (в 10^{-31} м²): $\langle \sigma_{2n} \rangle_U = (14,22 \pm 0,38)$; $\langle \sigma_{2n} \rangle_{Cf} = (21,00 \pm 0,53)$. Погрешность средних сечений учитывает только ошибки оцененной кривой (см. табл.3).

Список литературы

1. Зарицкая Т.С., Зарицкий С.М., Крутлов А.К. и др. Атомн. энергия, 1980, т. 48, вып.2, с.67.
2. Корнилов Н.В., Буравлев Б.В., Сальников О.А. и др. Там же, т.49, вып.5, с. 283.
3. Gunnink R. Gamma-library file, 1975 (private communication).
4. Raics P., Daroczy S. e.a. Нейтронная физика (Материалы 5-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 15-19 сентября 1980 г.). М., ЦНИИатоминформ, 1980, ч.1, с. 236.
5. ENDF/B-IV. Dosimetry file. BNL-NCS-50446, 1975.
6. Sowerby M.G., Patvick B.H., Mather D.S. Ann. Nucl. Sci. Engng, 1974, v. 1, p. 409.
7. Knight J.D., Smith R.K., Warren B. Phys. Rev., 1958, v. 112, p. 259.
8. Fréhaut J., Mosinski G. Nuclear Cross-Sections and Technology (Washington), 1975, v. 2, p.858.
9. Pool M.J., 1954. Данные взяты из работы [11].
10. Phillips J.A. AERE NP/R-2033, 1956. Данные взяты из работы [11].
11. Perkin J.L., Coleman R.F. Reactor Sci. and Techn., 1961, v. 14, p. 69.
12. Rosen L., Stewart L. Report LA-2111, Los-Alamos, 1957.
13. Landrum J.H., Nagle R.J., Lindner M. Phys. Rev., 1973, v. 08, p. 1938.
14. Graves E.R., Coner J.P. e.a., 1958. Данные взяты из работы [7].
15. Антропов Г.В., Зыкин Ю.А. и др. Атомн. энергия, 1958, т. 5, с. 458.
16. Mather D.S., Pain L.P. AWRE-047/69, 1969.

17. Daroczy S., German E., Raics P. *Нейтронная физика (Материалы 2-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 28 мая-1 июня 1973 г.)*. Обнинск, 1974, ч. 3, с. 323.
18. Vonash H., Hille M. e.a. *Z. Phys.*, 1970, Bd 237, S. 155.
19. Nethaway D.K. *Nucl. Phys.*, 1972, v. A 190, p. 635.
20. Ackerman A., Anders B. Bormann H. e.a. *Nuclear Cross-Sections and Technology* (Washington), 1975, v. 2, p. 425.
21. Nagy S., Flynn K.F. e.a. *Phys. Rev.*, 1978, v. C 17, p. 163.
22. Raics P. $^{258}\text{U}(n, 2n)$ - cross-section investigation near 14-MeV neutron energy. Debrecen, 1978.
23. Veerer L.R., Arthur E.D. *Neutron Phys. and Nucl. Data Proc. Intern. Conf.* (Harwell), 1978, p. 1054.
24. Виноградов В.Н., Гай Е.В., Работнов Н.С. Препринт ФЭИ-434. Обнинск, 1974; *Нейтронная физика (Материалы 3-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 9-13 июня 1975 г.)*. М.: ЦНИИАтоминформ, 1976, ч. I, с. 150.
25. Виноградов В.Н., Гай Е.В., Довлетшин А.Н. и др. Там же, ч. 4, с. 104.
26. Корнилов Н.В., Журавлев Б.В., Сальников О.А. и др. *Нейтронная физика (Материалы 5-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 15-19 сентября 1980 г.)*. М.: ЦНИИАтоминформ, 1980, ч. I, с. 44.
27. Бычков В.М., Пляскин В.И. Там же, ч. 3, с. 277.
28. Корнилов Н.В., Сальников О.А. Там же, с. 40.
29. WRENDA 76/77, INDC/SEC/-55/URES. Vienna, IAEA, 1976.
30. Grund L.J., Eisenhauer C. *Neutron cross-section for reactor dosimetry*. IAEA-208, 1978, v.1, p. 53.

Статья поступила в редакцию 15 января 1981 г.

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

Element		Quantity	Laboratory	Work-type	Energy, eV		Page	Comments
S	A				min	max		
Li	6	DEL	FEI	EXPT	7.0 6	1.0 7	7	FOERTSCH+SIG(NEUT-E), TBL
Li	6	DIN	FEI	EXPT	7.0 6	1.0 7	7	FOERTSCH+SIG(NEUT-E), TBL
Li	7	DEL	FEI	EXPT	7.0 6	1.0 7	7	FOERTSCH+SIG(NEUT-E), TBL
Li	7	DIN	FEI	EXPT	7.0 6	1.0 7	7	FOERTSCH+SIG(NEUT-E), TBL
S		SCT	IJI	EXPT	2.4 -2	2.0 0	10	VERTEBNY+SIG=0.960±0.005B
S		TOT	IJI	EXPT	2.4 -2	2.0 0	10	VERTEBNY+SIG(NEUT-E), TBL
S		NG	IJI	EXPT	2.4 -2	2.0 0	10	VERTEBNY+SIG(NEUT-E), TBL
U	236	NG	JIA	EXPT	1.0 2	5.0 4	3	BERGMAN+SIG(NEUT-E), TBL

Редакторы Т.Н.Артемова, А.А.Захарова, Г.В.Зубова (отв.)
Технический редактор С.И.Халиллулина
Корректор Е.М.Спиридонова

Подписано в печать 4.03.82. Т-05962. Формат 60x84 1/8.
Офсетная печать. Печ.л. 6,0. Уч.-изд.л. 5,2. Тираж 322 экз.
Индекс 3645. 7 статей. Зак.тип. № 241

Отпечатано в ЦНИИатоминформе
127434, Москва, а6/ящ 971

УДК 539.171.4

ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЯ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ ДЛЯ ^{236}U В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 0,1-50 кэВ/А.А.Бергман, А.Н.Медведев, А.Е.Самсонов и др. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1982, вып. 1(45), с. 3-7.

На нейтронном спектрометре по времени замедления нейтронов в свинце проведено измерение сечения радиационного захвата нейтронов для ^{236}U в области энергий нейтронов 0,1-50 кэВ. Нормирование сечений выполнено с помощью термализованного спектра нейтронов в графитовой призме. Полная погрешность измерений составляет 1,5-3,4% (табл.2, список лит. - 9 назв.).

УДК 539.171.4:546.34

СЕЧЕНИЯ УПРУГОГО И НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ НА ЯДРАХ ^6Li И ^7Li В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 7-10 МэВ/Г.Фёрч, Д.Имидт, Д.Зелдигер и др. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1982, вып. 1(45), с. 7-9.

В работе измерены дифференциальные сечения упругого и неупругого рассеяния нейтронов на ядрах ^6Li и ^7Li . Источником нейтронов с энергией 7-10 МэВ служила реакция $\text{D}(d, n)^3\text{He}$. Пролетная база около 3 м, углы менялись в интервале от 20 до 160° (табл.6, список лит. - 7 назв.).

УДК 539.171.4.162.2

ПЕРЕСМОТРЕННЫЕ СЕЧЕНИЯ РАССЕЯНИЯ И ЗАХВАТА СЕРЫ ДЛЯ НЕЙТРОНОВ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 0,024-2 эВ/В.П.Вертебный, П.Н.Ворона, Н.Л.Тридак и др. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1982, вып. 1(45), с.10-13.

Цель работы - определение сечения захвата серы для медленных нейтронов в связи с задачей точного определения числа вторичных нейтронов для ^{252}Cf . Измерены сечение рассеяния σ_s и полное сечение для серы в зависимости от энергии нейтронов в области энергий 0,024-2 эВ. Получены значения $\sigma_s = (0,960 \pm 0,005)\text{б}$ и $\sigma_t = (0,9646 \pm 0,0026) + (0,0863 \pm 0,0008)\text{эВ}^{-1/2}$. Систематические ошибки составили 0,7%. Для сечения захвата получена величина $\sigma_a = (0,0863 \pm 0,0008)\text{эВ}^{-1/2}$. Для повышения надежности данных одновременно проведены измерения стандартов в идентичных с серой условиях (рис.1, табл.2, список лит. - 9 назв.).

УДК 621.039.51

ПОГРЕШНОСТИ ПРИБЛИЖЕНИЯ ПОСТОЯНСТВА ПЛОТНОСТИ СТОЛКНОВЕНИЙ В МУЛЬТИГРУППОВЫХ КОНСТАНТАХ/В.А.Пивоваров. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1982, вып. I(45), с.14-23.

Для расчета ядерных реакторов в большинстве систем подготовки групповых констант (БНАБ, JAERI, MC² и др.) в целях учета резонансной структуры сечений используется приближение постоянства плотности столкновений. Настоящая работа посвящена исследованию погрешностей, вносимых этим приближением в подготовку групповых констант с различной шириной групп. Рассмотрены групповые разбиения систем БНАБ, JAERI, группы с шириной Δu приблизительно 0,06 и 0,02. Показано, что погрешность при расчете мультигрупповых сечений тяжелых изотопов (Δu около 0,06) может достигать приблизительно 20%. Погрешность расчета основных скоростей реакций не превышает 2% для разбиения системы БНАБ и равномерно уменьшается с ростом числа групп; для групп с шириной Δu приблизительно 0,06 она составляет около 0,2% (рис.5, табл.3, список лит. - 12 назв.).

УДК 539.17.013

УЧЕТ ВЛИЯНИЯ РЕЗОНАНСОВ p-ВОЛНЫ ПРИ АНАЛИЗЕ ЭКСПЕРИМЕНТА ПО ПРОПУСКАНИЮ НЕЙТРОНОВ ЧЕРЕЗ ОБРАЗЦЫ ЖЕЛЕЗА/А.В.Комаров, А.А.Лукиных. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1982, вып. I(45), с.23-29.

На основе разработанной ранее теоретической модели для описания средних по энергии пропусканий резонансных нейтронов как функций толщины образцов и средних резонансных параметров проведен анализ экспериментальных данных по пропусканиям на образцах железа с учетом действия s- и p-волн в различных энергетических группах. В результате анализа можно найти более точные по сравнению с анализом, учитывающим действия только s-волны, значения минимальных сечений, а также значения параметров резонансов p-волн в группах, которые не противоречат соответствующим оцененным данным. По имеющимся оцененным ядерно-физическим данным можно с приемлемой точностью воспроизводить значения средних по резонансам пропусканий нейтронов через образцы произвольной толщины (рис.3, табл.2, список лит. - 14 назв.).

УДК 539.172

ОПТИЧЕСКИЙ ПОТЕНЦИАЛ ДЛЯ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР/А.Б.Клепацкий, В.А.Коньшин, Е.Ш.Суховицкий. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1982, вып. I(45), с.29-33.

На основе расчетов по методу связанных каналов получены единые параметры оптического потенциала, позволяющие описать имеющуюся экспериментальную информацию для ²³⁵U, ²³⁸U, ²³⁹Pu, ²⁴⁰Pu (рис.4, табл.1, список лит. - 6 назв.).

УДК 539.172.4

ОЦЕНКА СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИИ $^{238}\text{U}(n,2n)$ ОТ ПОРОГА ДО 19 МэВ/Н.В.Корнилов, В.Н.Виноградов, Е.В.Гай и др. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1982, вып. I(45), с.33-41.

Приведены экспериментальные данные о сечении реакции $^{238}\text{U}(n,2n)$. Оригинальные данные перенормированы с учетом новых сведений о сечениях опорных реакций, интенсивностей γ -квантов и т.д. Аналитическая зависимость сечения реакции $(n,2n)$ была получена с помощью Паде-приближения. Дано теоретическое объяснение особенностей поведения функции возбуждения. Точность оцененной кривой составляет в среднем 2,5%. Рассчитаны средние значения сечения реакции $(n,2n)$ на спектрах нейтронов деления (рис.2, табл.3, список лит. - 30 назв.).

1 р. 50 к.

Индекс 3645

Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы, 1982, вып. I(45), I-42