

# ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

---

СЕРИЯ:

Ядерные константы

ВЫПУСК

4

1985

Первые 11 статей раздела "Нейтронные константы и параметры" настоящего выпуска — материалы по оценке ядерных данных  $^{238}\text{U}$ . В этих статьях приводятся результаты экспертизы по состоянию ядерных данных. Рассмотрены новые экспериментальные данные и теоретические модели, а также доступные материалы файлов ENDF/B-IV, ENDF-V, ENDL-78 и БНАБ-МИКРО. Основное внимание уделено выработке рекомендаций по совершенствованию файла БНАБ-МИКРО, выбранному для включения в отечественную библиотеку.

Среди многочисленных изотопов, имеющих отношение к развитию ядерной энергетики, особое место занимает  $^{238}\text{U}$ , так как он является главным сырьевым материалом для выработки топлива в реакторах на быстрых нейтронах. От его ядерно-физических характеристик зависят основные показатели реакторов. С этим связаны и высокие требования, предъявляемые к точности ядерных данных о  $^{238}\text{U}$ , используемых в проектных расчетах.

#### РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Главный редактор О.Д. КАЗАЧКОВСКИЙ

#### НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

Зам. главного редактора Б.Д. КУЗЬМИНОВ

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

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

Зам. главного редактора А.Г. ЗЕЛЕНКОВ

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

#### ЯДЕРНО-РЕАКТОРНЫЕ ДАННЫЕ

Зам. главного редактора М.Ф. ТРОЯНОВ

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

Ответственный секретарь В.В. Возяков

ТАЛОН ОБРАТНОЙ СВЯЗИ

по оценке использования статей научно-технического сборника "Вопросы атомной науки и техники". Серия: Ядерные константы, вып. 4, 1985 г.

Наименование статей	Использована !		Не использована	
	в разра- ботках	! для об- щого !озна- !комле- !ния	!не соот- !ветству- !ет тема- !тике !работ	!не содер- !жит новых !прогрес- !сивных !решений

НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

Анжиян Г.В., Довбенко А.Г., Котухов И.И., Лунёв В.П., Титаренко Н.Н.

Об оценке полного сечения взаимодействия быстрых нейтронов с ядрами  $^{238}\text{U}$

Клепацкий А.Б., Коньшин В.А., Маслов В.М., Суховицкий Е.Ш.

Возможности уточнения файла оцененных нейтронных данных  $^{238}\text{U}$

Коньшин В.А., Саляхов Н.К.

Оценка средних параметров из данных в области энергий разрешенных резонансов для  $^{238}\text{U}$

Ваньков А.А.

К вопросу об оценке нейтронных данных  $^{238}\text{U}$  в резонансной области

Филиппов В.В.

Пропускание нейтронов в диапазоне энергий 10 кэВ - 2,5 МэВ для природного урана

Толстикова В.А.

Сопоставление оцененных данных о сечении радиационного захвата  $^{238}\text{U}$  в области энергий 0,5-15 МэВ в файлах БНАБ-78 и ENDF/B-V

Говердовский А.А.

Сечение деления  $^{238}\text{U}$  быстрыми нейтронами

Корнилов Н.В.

Спектры мгновенных нейтронов деления  $^{238}\text{U}$

Малиновский В.В.

Энергетическая зависимость среднего числа мгновенных нейтронов при делении  $^{238}\text{U}$  нейтронами

Смаков С.П.

Экспериментальные и оцененные данные о функциях возбуждения дискретных уровней в реакции  $^{238}\text{U}(n, n')$

Корнилов Н.В.

Сечение и спектры нейтронов из реакций  $(n, n')$  и  $(n, 2n)$  для  $^{238}\text{U}$

Наименование статей	Использована		Не использована		
	в разра- ботках	! для об- щого ! зна- ! комле- ! ния	! не соот- ! ветству- ! ет тема- ! тике ! работ	! не содер- ! жит новых ! прогрес- ! сивных ! решений	! информа- ! ция опоз- ! дала
Корж И.А. Анализ сечения рассеяния быстрых нейтронов четными изотопами никеля					
Цибуля А.М., Кочетков А.Л., Кравченко И.В., Николаев М.Н. К описанию поглощения нейтронов в продуктах деления путем введения псевдоосколков					
КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ					
Лавыдов М.Г., Кисельгоф В.В., Кукса В.И., Матера В.Г., Наумов А.П., Трухов А.В. Ядерно-физические данные для $\beta$ -активационного анализа					
Шульгина Н.Б., Гапонов Ю.В., Чукреев Ф.Е. Полуэмпирическое описание масс тяжелых ядер в схеме нарушенной вигнеровской SU(4)-сим- метрии. Часть 1. Анализ масс известных ядер					
Шульгина Н.Б., Гапонов Ю.В., Чукреев Ф.Е. Полуэмпирическое описание масс тяжелых ядер в схеме нарушенной вигнеровской SU(4)-сим- метрии. Часть 2. Прогноз масс некоторых ядер					

" " \_\_\_\_\_ 1985 г.

Начальник ОНТИ

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

# ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

## Серия: ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ

Научно-технический сборник

Выпуск 4

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

Москва

Издается с 1971 г.

1985

#### СОДЕРЖАНИЕ

##### НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

Аникин Г.В., Довбенко А.Г., Котухов И.И., Лунёв В.П., Титаренко Н.Н. Об оценке полного сечения взаимодействия быстрых нейтронов с ядрами $^{238}\text{U}$ .....	3
Клепацкий А.Б., Коньшин В.А., Маслов В.М., Суховицкий Е.Ш. Возможности уточнения файла оцененных нейтронных данных $^{238}\text{U}$ .....	5
Коньшин В.А., Салыхов Н.К. Оценка средних параметров из данных в области энергий разрешенных резонансов для $^{238}\text{U}$ .....	19
Ваньков А.А. К вопросу об оценке нейтронных данных $^{238}\text{U}$ в резонансной области .....	31
Филиппов В.В. Пропускание нейтронов в диапазоне энергий 10 кэВ - 2,5 МэВ для природного урана .....	33
Толстиков В.А. Сопоставление оцененных данных о сечении радиационного захвата $^{238}\text{U}$ в области энергий 0,5-15 МэВ в файлах БНАБ-78 и ENDF/B-V ...	39
Говердовский А.А. Сечение деления $^{238}\text{U}$ быстрыми нейтронами .....	43
Корнилов Н.В. Спектры мгновенных нейтронов деления $^{238}\text{U}$ .....	46

Малиновский В.В. Энергетическая зависимость среднего числа мгновенных нейтронов при делении $^{238}\text{U}$ нейтронами .....	50
Симаков С.П. Экспериментальные и оцененные данные о функциях возбуждения дискретных уровней в реакции $^{238}\text{U}(n, n')$ .....	52
Корнилов Н.В. Сечение и спектры нейтронов из реакций $(n, n')$ и $(n, 2n)$ для $^{238}\text{U}$ .....	56
Корж И.А. Анализ сечения рассеяния быстрых нейтронов четными изотопами никеля .....	61
Цибуля А.М., Кочетков А.Л., Кравченко И.В., Николаев М.Н. К описанию поглощения нейтронов в продуктах деления путем введения псевдоосколков.....	71
<b>КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ</b>	
Давыдов М.Г., Кшительгоф В.В., Кукса В.И., Магера В.Г., Наумов А.П., Трухов А.В. Ядерно-физические данные для $\beta$ -активационного анализа .....	82
Шульгина Н.Б., Гапонов Ю.В., Чукреев Ф.Е. Полуэмпирическое описание масс тяжелых ядер в схеме нарушенной вигнеровской $SU(4)$ -симметрии. Часть I. Анализ масс известных ядер .....	91
Шульгина Н.Б., Гапонов Ю.В., Чукреев Ф.Е. Полуэмпирическое описание масс тяжелых ядер в схеме нарушенной вигнеровской $SU(4)$ -симметрии. Часть 2. Прогноз масс некоторых ядер .....	99
Библиографический индекс работ, помещенных в настоящем выпуске, в Международной системе СИИДА .....	108
Содержание сборника "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы" за 1985 г.....	109

---

## НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

---

УДК 539.170

ОБ ОЦЕНКЕ ПОЛНОГО СЕЧЕНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ  
БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ С ЯДРАМИ  $^{238}\text{U}$

Г.В.Аникин, А.Г.Довбенко, И.И.Котухов,  
В.П.Лунёв, Н.Н.Титаренко

ON THE EVALUATION OF THE  $^{238}\text{U}$  NEUTRON TOTAL CROSS-SECTION. Some proposals presented on the evaluation of the  $^{238}\text{U}$  neutron total cross-section in the energy range from 0,01 to 20 MeV. It is coupled-channel optical model calculation that gives more consistent evaluation of the contemporary experimental total cross-sections.

Хотя большинство экспериментаторов оценивает точность измерений полного сечения величиной 1–2%, реальный разброс данных разных авторов значительно превышает эту величину и достигает 5% и более. Кроме того, по мере совершенствования измерительных методик наблюдается тенденция к возрастанию средних значений полных сечений. По-видимому, это естественно, поскольку большая часть факторов, искажающих результат измерения (фон, недостаточно "хорошая" геометрия, многократное рассеяние и особенно самоэкранировка резонансов), приводит к снижению наблюдаемой величины сечения. Данное обстоятельство следует учитывать при оценке полных сечений. Наиболее вероятный уровень оцениваемой величины должен, как правило, быть ближе к верхнему краю коридора разброса экспериментальных значений.

Оценку полного сечения  $^{238}\text{U}$ , выполненную в работе [1] (кривая 1 на рисунке), в диапазоне энергий 0,04–1,5 МэВ можно считать состоятельной и в свете современных экспериментальных данных [2,3]. В области частично разрешенных резонансов (2–40 кэВ) наиболее реалистичный уровень средних значений полных сечений получен, по-видимому, в работе [4] (см. вставку на рисунке), где в рамках строгой статистической процедуры проводилась аппроксимация экспериментальных кривых пропускания нейтронов с вариацией средних резонансных параметров.

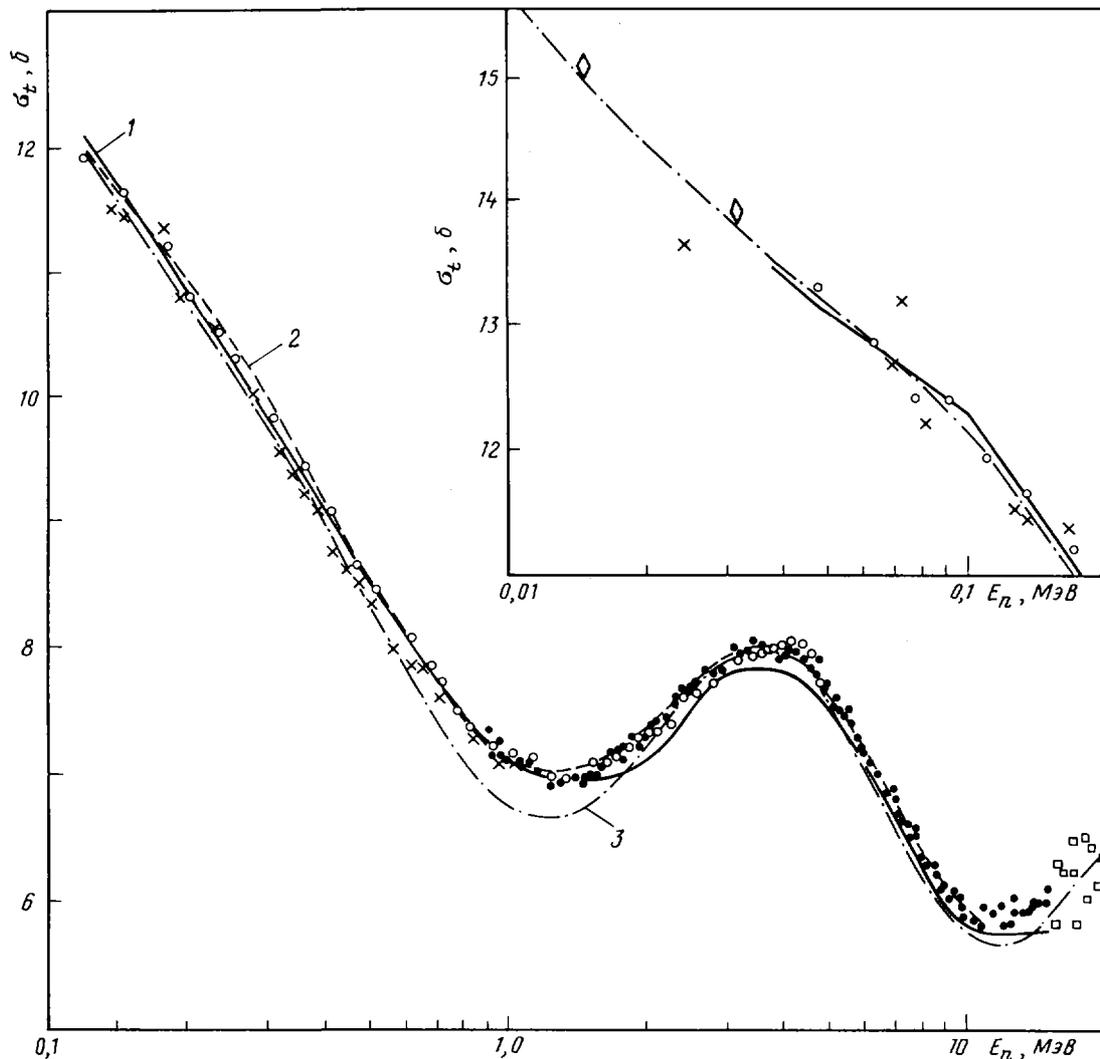
Что касается диапазона энергий 1,5–20 МэВ, то здесь в основу оценки помимо данных работы [2] должны быть положены данные работы [5], которые в диапазоне энергий 1–4 МэВ очень хорошо согласуются с результатами работы [2], и полные сечения из работы [6]. Опытные данные работ [2,5] показывают, что уровень сечений, полученных в оценке [1] для  $E_n=1,5\text{--}15$  МэВ, должен быть повышен на 2–3%. Более высокий уровень полных сечений получен, например, в оценке работы [7]. Однако авторы этой работы, сравнивая свои результаты с оценкой из файла библиотеки ENDF/B-V, находят, что последняя дает еще на 0,3–1,5% более высокий уровень полных сечений.

Имея в виду замечания, сделанные выше, следует признать, по-видимому, уровень оценки полного сечения для  $^{238}\text{U}$ , содержащийся в библиотеке ENDF/B-V, наиболее реалистичным.

Необходимо сделать еще некоторые замечания относительно применения оптической модели для оценки нейтронных данных. В настоящее время эта модель – единственное доступное широкому кругу пользователей вычислительное средство, позволяющее осуществить согласованную оценку большей части экспериментальных данных о взаимодействии нейтронов с ядрами.

В последние годы усиленно изучается процедура вычисления сечений с учетом сильной связи каналов [8]. В работе [9], например, опубликованы параметры оптического потенциала, дающего прекрасное описание уровня экспериментальных полных сечений в широком энергетическом диапазоне (кривая 2 на рисунке) и хорошее описание угловых распределений рассеянных нейтронов с энергиями

4–15 МэВ. Правда, в более поздней работе тех же авторов [10] параметры потенциала были несколько изменены в целях наилучшего описания угловых распределений упруго- и неупругорассеянных нейтронов в диапазоне энергий 0,7–3,4 МэВ. При этом описание полных сечений заметно ухудшилось (кривая 3 на рисунке).



Полное сечение взаимодействия быстрых нейтронов с ядрами  $^{238}\text{U}$ . Экспериментальные данные работ:  $\circ$  - [2];  $\times$  - [3];  $\diamond$  - [4];  $\bullet$  - [5];  $\square$  - [6]

Данное обстоятельство свидетельствует о неполной адекватности вычисленной процедуры, так как один из главных признаков адекватности – независимость параметров потенциала от рода описываемых экспериментальных данных. Таким образом, предстоит еще большая работа по совершенствованию оптических расчетов и уточнению форм-факторов оптического потенциала.

Для оценок сечений следует, по-видимому, рекомендовать параметры потенциала из работы [9] или аналогичные параметры работы [11], которые, правда, в диапазоне энергий 0,1–1 МэВ дают более низкий уровень полных сечений.

#### Список литературы

1. Николаев М.Н., Базазянц Н.О., Горбачева Л.В. Нейтронные данные для урана-238. Ч.2. Обнинск: ФЭИ, 1979.

2. Poenitz W.P., Whalen I.F., Smith A.B. Total neutron cross-sections of heavy nuclei. - Nucl. Sci. and Engng, 1981, v.78, p.333.
3. Tsubone I., Kanda Y., Nakajima Y., Furuta Y. Neutron total cross-section measurements of  $^{238}\text{U}$  at the Fe-filtered neutron energy bands in keV region. - In: Nucl. data for sci. and technol.: Proc. of the Intern.conf.(Antwerp, 1982). Holland, 1983.
4. Ваньков А.А., Гостева Л.С., Украинцев В.Ф. Анализ экспериментов по пропусканию для  $^{238}\text{U}$  в области неразрешенных резонансов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1983, вып.3(52), с.27-33.
5. Hayes S.H., Stoler P., Clement J.N., Goulding C.A. The total neutron cross-section of  $^{238}\text{U}$  from 0,8 to 30 MeV. - Nucl. Sci. and Engng, 1973, v.50, p.243.
6. Bowen P.H., Scanlon J.P., Stafford G.H. e.a. Neutron total cross-sections in the energy range 15 to 120 MeV. - Nucl.Phys., 1961, v.22, p.640-662.
7. Smith A., Poenitz W.P., Howerton R. Evaluation of the  $^{238}\text{U}$  neutron total cross-section: Rep. ANL/NDM-74, 1982.
8. Tanura T. Computer program JUPITOR-1 for coupled channel calculations. - Rev. Mod. Phys., 1965, v.37, p.679.
9. Lagrange Ch. Evaluation of neutron-nucleus cross-sections in heavy nuclei with a coupled-channel model in the range of energy from 10 keV to 20 MeV. - In: Proc. EANDC Topical discussion on "Critique of nuclear models and their validity in the evaluation of nuclear data": JAERI-M-5984. Tokyo, 1975.
10. Haouat G., Lachkar J., Lagrange Ch. e.a. Neutron scattering cross-sections from  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{242}\text{Pu}$  between 0,6 and 3,4 MeV. - Nucl.Sci. and Engng, 1982, v.81, p.491-511.
11. Клепацкий А.Б., Коньшин В.А., Суховицкий Е.Ш. Метод связанных каналов и оценка нейтронных данных делящихся ядер. - Изв.АН БССР. Сер. физико-энергетическая, 1984, № 2, с.21.

Статья поступила в редакцию 29 июля 1985 г.

УДК 621.039.519

ВОЗМОЖНОСТИ УТОЧНЕНИЯ ФАЙЛА ОЦЕНЕННЫХ НЕЙТРОННЫХ ДАННЫХ  $^{238}\text{U}$

А.Б.Клепацкий, В.А.Коньшин, В.М.Маслов, Е.Ш.Суховицкий

POSSIBILITIES OF UPDATING THE EVALUATED NUCLEAR DATA FILE FOR  $^{238}\text{U}$ . Modifications to the evaluated nuclear data file for  $^{238}\text{U}$  are proposed concerning angular distributions of elastically and inelastically scattered neutrons, the total cross-section and the  $(n,3n)$ -reaction cross-section. The coupled-channel method and statistical model are used for the analysis of a neutron scattering process.

Рассмотрение файла оцененных ядерных данных для  $^{238}\text{U}$  [1] показывает, что в него могут быть внесены некоторые изменения, позволяющие улучшить согласие оцененных и экспериментальных данных. Эти изменения касаются следующих величин.

Угловые распределения упруго- и неупругорассеянных нейтронов. Как показано в работе [2], экспериментальная информация по оптическим сечениям для  $^{238}\text{U}$  может быть описана практически в пределах ошибок эксперимента расчетами по методу связанных каналов со следующими параметрами потенциала:

$$\begin{aligned}
 V_R &= (45,87 - 0,3E) \text{ МэВ}; \quad z_R = 1,256 \text{ фм}^{\#}; \quad \alpha_R = 0,626 \text{ фм}; \\
 W_D &= \begin{cases} (2,95 + 0,4E) \text{ МэВ}; & E \leq 10 \text{ МэВ}, \quad z_D = 1,260 \text{ фм}, \\ 6,95 \text{ МэВ}, & E > 10 \text{ МэВ}, \quad \alpha_D = (0,555 + 0,0045E) \text{ фм}; \end{cases} \quad (1) \\
 V_{s0} &= 7,5 \text{ МэВ}; \quad \beta_2 = 0,216; \quad \beta_4 = 0,080.
 \end{aligned}$$

<sup>#</sup> Фемтометр равен  $10^{-15}$  м.

На рис. I-5 приведено сравнение дифференциальных сечений упругого и неупругого рассеяния нейтронов, рассчитанных авторами по обобщенной оптической модели с параметрами (1), с имеющимися экспериментальными данными. В расчетных сечениях учтен вклад рассеяния через составное ядро, существенный при энергиях нейтронов, меньших примерно 4 МэВ.

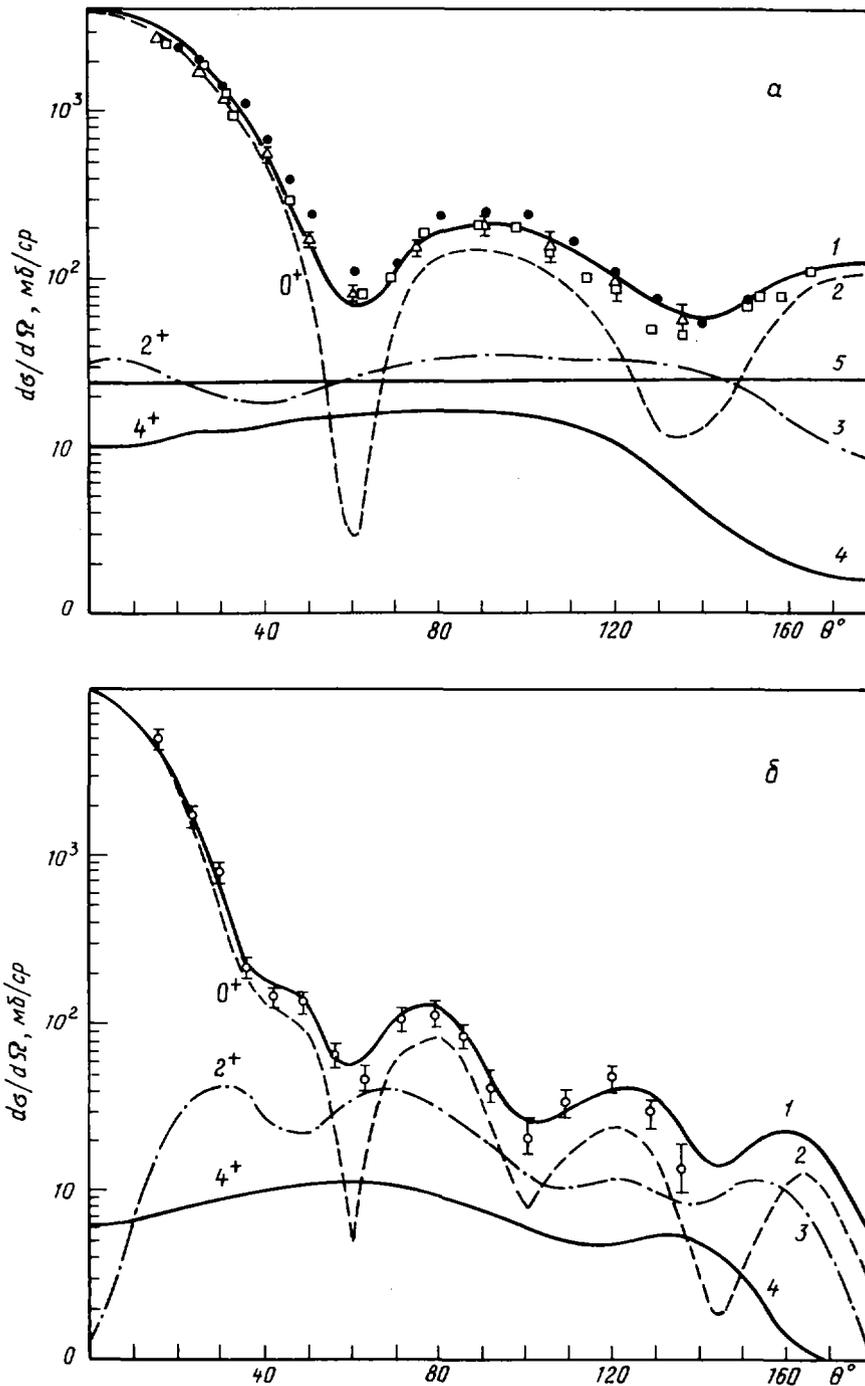


Рис. I. Сравнение экспериментальных и теоретических данных об угловых распределениях нейтронов, рассеянных на уровнях  $^{238}\text{U}$  (а) и на уровнях  $0^+$ ,  $2^+$ ,  $4^+$  (б) при энергии первичных нейтронов 2 и 7,54 МэВ соответственно. Результаты настоящих расчетов: 1 - сумма трех уровней; 2 - прямое упругое рассеяние; 3, 4 - прямое возбуждение уровней  $2^+$  и  $4^+$  соответственно; 5 - сумма компаундных вкладов трех уровней. Экспериментальные данные ( $\bullet$ ,  $\square$ ,  $\triangle$ ) взяты из работы [1].

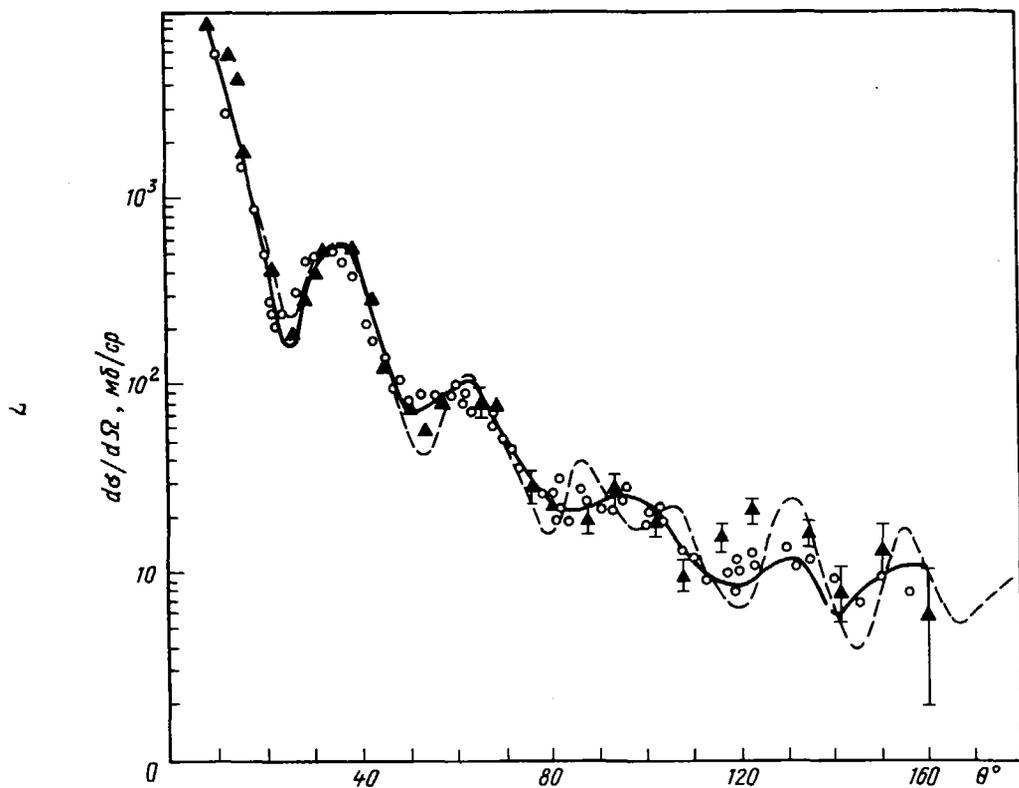


Рис.2. Сравнение экспериментальных (из работы [1]) и оцененных данных об угловом распределении упругорассеянных нейтронов для  $^{238}\text{U}$  при энергии 15,2 МэВ: — результат оценки работы [1]; - - - результат настоящей оценки (кривая получена суммированием теоретических данных для уровней  $0^+$ ,  $2^+$ ,  $4^+$ , представленных на рис.3)

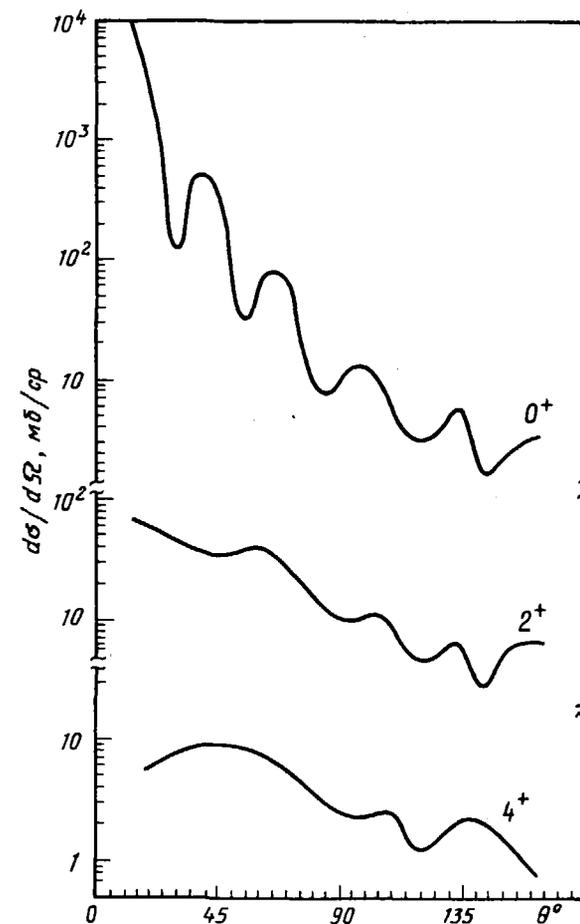


Рис.3. Теоретические данные о дифференциальном сечении рассеяния нейтронов на уровнях  $0^+$ ,  $2^+$ ,  $4^+$  при энергии первичных нейтронов 15 МэВ

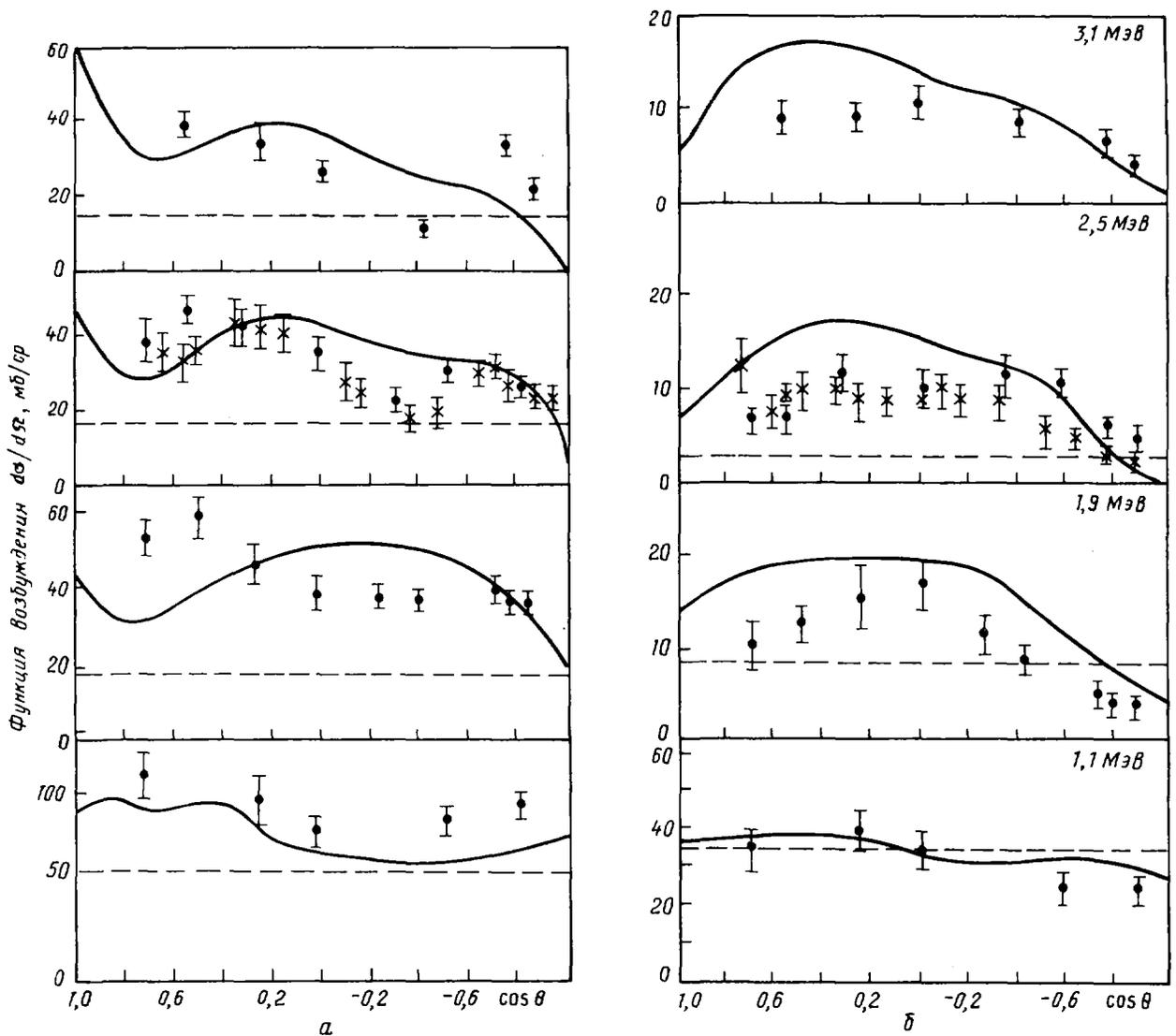


Рис.4. Угловые распределения нейтронов, неупругорассеянных на первом (а) и втором (б) уровнях  $^{238}\text{U}$  ( $2^+$ , 45 кэВ и  $4^+$ , 148 кэВ соответственно), с начальной энергией нейтронов 3,1; 2,5; 1,9 и 1,1 МэВ. Экспериментальные данные работ:  $\bullet$  - [3];  $\times$  - [4]

Как видно из рис.1-3, старые экспериментальные данные об угловых распределениях упругого рассеяния могут быть корректно интерпретированы только с учетом того, что они содержат вклад неупругого рассеяния, по крайней мере, на двух первых возбужденных уровнях; как следствие, оцененные данные работы [1], полученные из анализа старых экспериментов, значительно занижают анизотропию упругого рассеяния.

В оцененном файле работы [1] угловое распределение неупругорассеянных нейтронов принято изотропным. Однако в последнее время появились экспериментальные данные об угловых распределениях неупругорассеянных нейтронов на первых двух уровнях для  $^{238}\text{U}$ : работа [3] для области энергий нейтронов 0,9-3,1 МэВ и работы [4,5] для областей 2,5 и 3,4 МэВ соответственно. Эти экспериментальные данные представлены на рис.4,5, на которых видна анизотропия угловых распределений неупругорассеянных нейтронов на уровнях 45 и 148 кэВ при энергиях налетающих нейтронов 1,1-3,4 МэВ. Результаты настоящего анализа этих данных с помощью метода связанных каналов и статистической модели представлены на этих рисунках сплошной кривой (пунктиром обозначены результаты файла работы [1], совпадающего с файлом ENDF/B-IV). Теоретические расчеты в целом воспроизводят картину угловых распределений неупругорассеянных нейтронов на уровнях.

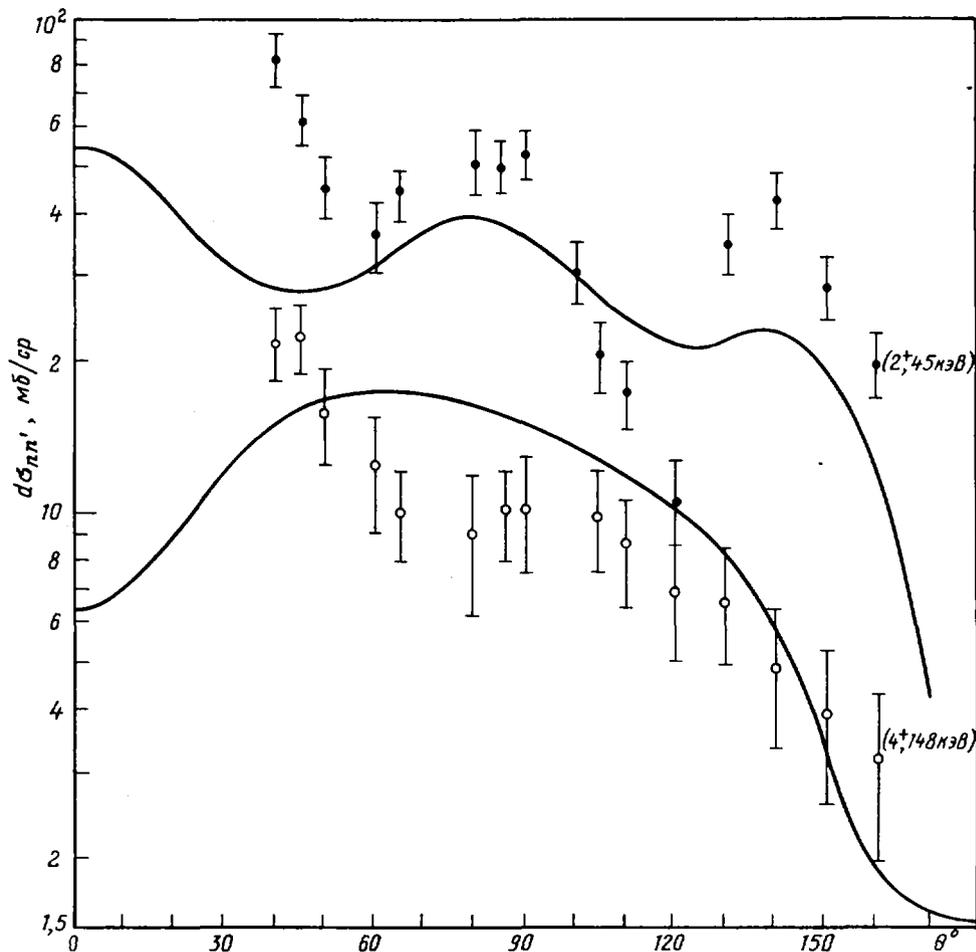


Рис. 5. Угловые распределения нейтронов, неупругорассеянных на первом ( $2^+$ , 45 кэВ) и втором ( $4^+$ , 148 кэВ) уровнях, с начальной энергией 3,4 МэВ. Экспериментальные данные работы [5] для уровней 45 кэВ ( $\bullet$ ) и 148 кэВ ( $\circ$ ).

Худшее согласие с экспериментальными данными для уровня  $4^+$  обусловлено использованием: при расчетах методом связанных каналов связи трех уровней  $0^+ + 2^+ + 4^+$ , для удовлетворительного же описания неупругого рассеяния на уровне  $4^+$  требуется учет в схеме связи еще уровня  $6^+$  [6].

Для угловых распределений нейтронов, рассеянных на первых трех уровнях, в файле работы [1] предлагается использовать результаты настоящей работы, представленные в табл. I-3 в виде коэффициентов  $A_\ell$  разложения по полиномам Лежандра:

$$d\sigma_{E_q}/d\Omega = \sigma_{E_q}/4\pi \left[ 1 + \sum_{\ell=1}^{\ell_{\max}} (2\ell+1)A_\ell P_\ell(\cos\theta) \right]. \quad (2)$$

Полное сечение взаимодействия в области энергий выше 1 МэВ. Наиболее надежной информацией по полному сечению  $^{238}\text{U}$  являются экспериментальные данные работ [7-9]. Расчеты методом связанных каналов с использованием приведенных параметров потенциала позволяют описать эти данные в области энергий до 15 МэВ практически в пределах ошибок эксперимента. Сравнение рассчитанных и экспериментальных данных о сечении в области энергий выше 1 МэВ приведено на рис. 6. Из рисунка видно, что результаты расчетов методом связанных каналов (пунктирная кривая) хорошо согласуются с экспериментальными данными работ [7-9] и лежат несколько выше оценки [1]. Поэтому в основу оценки полного сечения предлагается положить данные работ [7-9] и результаты настоящих расчетов. Сравнение оцененных данных, полученных в настоящей работе и в работе [1], приведено в табл. 4. Разница между ними равна 1-3%.

Таблица I

Коэффициенты  $A_l$  разложения по полиномам Лежандра  
угловых распределений упругорассеянных нейтронов

Коэффици- циент	Энергия нейтронов				
	0,025 МэВ	0,050 МэВ	0,10 МэВ	0,25 МэВ	0,50 МэВ
$A_1$	$2,02275 \cdot 10^{-2}$	$4,29932 \cdot 10^{-2}$	$8,77427 \cdot 10^{-2}$	$2,41786 \cdot 10^{-1}$	$2,94366 \cdot 10^{-1}$
$A_2$	$3,42611 \cdot 10^{-4}$	$1,88161 \cdot 10^{-3}$	$7,90078 \cdot 10^{-3}$	$5,00859 \cdot 10^{-2}$	$1,06917 \cdot 10^{-1}$
$A_3$	$2,79668 \cdot 10^{-6}$	$3,85989 \cdot 10^{-5}$	$3,59507 \cdot 10^{-4}$	$6,64512 \cdot 10^{-3}$	$3,29144 \cdot 10^{-2}$
$A_4$	-	$6,17454 \cdot 10^{-7}$	$1,19948 \cdot 10^{-5}$	$4,18219 \cdot 10^{-4}$	$5,83009 \cdot 10^{-3}$
$A_5$	-	-	-	$8,79192 \cdot 10^{-7}$	$1,00325 \cdot 10^{-4}$
$A_6$	-	-	-	$2,69799 \cdot 10^{-7}$	$1,82843 \cdot 10^{-5}$
$A_7$	-	-	-	-	$3,50909 \cdot 10^{-7}$
	<u>0,75 МэВ</u>	<u>1,0 МэВ</u>	<u>2,0 МэВ</u>	<u>3,0 МэВ</u>	<u>4,0 МэВ</u>
$A_1$	$3,58349 \cdot 10^{-1}$	$4,22629 \cdot 10^{-1}$	$6,79559 \cdot 10^{-1}$	$7,95906 \cdot 10^{-1}$	$8,41674 \cdot 10^{-1}$
$A_2$	$1,67666 \cdot 10^{-1}$	$2,32892 \cdot 10^{-1}$	$5,12150 \cdot 10^{-1}$	$6,31011 \cdot 10^{-1}$	$6,93552 \cdot 10^{-1}$
$A_3$	$8,79189 \cdot 10^{-2}$	$1,65679 \cdot 10^{-1}$	$4,06739 \cdot 10^{-1}$	$4,87819 \cdot 10^{-1}$	$5,55067 \cdot 10^{-1}$
$A_4$	$2,39989 \cdot 10^{-2}$	$6,211116 \cdot 10^{-2}$	$2,98223 \cdot 10^{-1}$	$3,83587 \cdot 10^{-1}$	$4,32966 \cdot 10^{-1}$
$A_5$	$1,03467 \cdot 10^{-3}$	$6,17977 \cdot 10^{-3}$	$1,28376 \cdot 10^{-1}$	$2,37214 \cdot 10^{-1}$	$2,97409 \cdot 10^{-1}$
$A_6$	$2,85300 \cdot 10^{-4}$	$1,66448 \cdot 10^{-3}$	$4,54960 \cdot 10^{-2}$	$1,12168 \cdot 10^{-1}$	$1,65517 \cdot 10^{-1}$
$A_7$	$2,07634 \cdot 10^{-5}$	$1,41514 \cdot 10^{-4}$	$9,95963 \cdot 10^{-3}$	$3,99396 \cdot 10^{-2}$	$7,89582 \cdot 10^{-2}$
$A_8$	$8,61443 \cdot 10^{-7}$	$7,97442 \cdot 10^{-6}$	$1,77177 \cdot 10^{-3}$	$1,18296 \cdot 10^{-2}$	$3,43112 \cdot 10^{-2}$
$A_9$	-	$2,12917 \cdot 10^{-7}$	$2,071422 \cdot 10^{-4}$	$2,66452 \cdot 10^{-3}$	$1,12132 \cdot 10^{-2}$
$A_{10}$	-	-	$1,58947 \cdot 10^{-5}$	$3,71202 \cdot 10^{-4}$	$2,45190 \cdot 10^{-3}$
$A_{11}$	-	-	$4,44297 \cdot 10^{-7}$	$5,57285 \cdot 10^{-5}$	$5,55441 \cdot 10^{-4}$
$A_{12}$	-	-	-	$5,16320 \cdot 10^{-6}$	$8,98714 \cdot 10^{-5}$
$A_{13}$	-	-	-	$1,01504 \cdot 10^{-7}$	$1,10808 \cdot 10^{-5}$
$A_{14}$	-	-	-	-	$1,56056 \cdot 10^{-6}$
$A_{15}$	-	-	-	-	-
$A_{16}$	-	-	-	-	-
$A_{17}$	-	-	-	-	-
	<u>5 МэВ</u>	<u>6 МэВ</u>	<u>7 МэВ</u>	<u>8 МэВ</u>	<u>9 МэВ</u>
$A_1$	$8,60110 \cdot 10^{-1}$	$8,66590 \cdot 10^{-1}$	$8,66958 \cdot 10^{-1}$	$8,65408 \cdot 10^{-1}$	$8,65175 \cdot 10^{-1}$
$A_2$	$7,30311 \cdot 10^{-1}$	$7,48656 \cdot 10^{-1}$	$7,52616 \cdot 10^{-1}$	$7,47381 \cdot 10^{-1}$	$7,39663 \cdot 10^{-1}$
$A_3$	$6,06427 \cdot 10^{-1}$	$6,39385 \cdot 10^{-1}$	$6,53791 \cdot 10^{-1}$	$6,51947 \cdot 10^{-1}$	$6,42934 \cdot 10^{-1}$
$A_4$	$4,78475 \cdot 10^{-1}$	$5,18191 \cdot 10^{-1}$	$5,45820 \cdot 10^{-1}$	$5,58739 \cdot 10^{-1}$	$5,60608 \cdot 10^{-1}$
$A_5$	$3,47913 \cdot 10^{-1}$	$3,93284 \cdot 10^{-1}$	$4,30536 \cdot 10^{-1}$	$4,57556 \cdot 10^{-1}$	$4,72913 \cdot 10^{-1}$
$A_6$	$2,15248 \cdot 10^{-1}$	$2,66161 \cdot 10^{-1}$	$3,14076 \cdot 10^{-1}$	$3,54615 \cdot 10^{-1}$	$3,84594 \cdot 10^{-1}$
$A_7$	$1,21448 \cdot 10^{-1}$	$1,65828 \cdot 10^{-1}$	$2,12177 \cdot 10^{-1}$	$2,59102 \cdot 10^{-1}$	$3,00297 \cdot 10^{-1}$
$A_8$	$6,80606 \cdot 10^{-2}$	$1,07982 \cdot 10^{-1}$	$1,49830 \cdot 10^{-1}$	$1,93315 \cdot 10^{-1}$	$2,34954 \cdot 10^{-1}$

Коэффициент	Энергия нейтронов				
	5 МэВ	6 МэВ	7 МэВ	8 МэВ	9 МэВ
A <sub>9</sub>	3,00402 · 10 <sup>-2</sup>	6,07231 · 10 <sup>-2</sup>	1,00616 · 10 <sup>-1</sup>	1,45726 · 10 <sup>-1</sup>	1,88668 · 10 <sup>-1</sup>
A <sub>10</sub>	9,38149 · 10 <sup>-3</sup>	2,53919 · 10 <sup>-2</sup>	5,34064 · 10 <sup>-2</sup>	9,31865 · 10 <sup>-2</sup>	1,36382 · 10 <sup>-1</sup>
A <sub>11</sub>	2,69661 · 10 <sup>-3</sup>	8,97903 · 10 <sup>-3</sup>	2,27939 · 10 <sup>-2</sup>	4,71801 · 10 <sup>-2</sup>	7,89262 · 10 <sup>-2</sup>
A <sub>12</sub>	5,47216 · 10 <sup>-4</sup>	2,21348 · 10 <sup>-3</sup>	6,76122 · 10 <sup>-3</sup>	1,70554 · 10 <sup>-2</sup>	3,38890 · 10 <sup>-2</sup>
A <sub>13</sub>	8,82282 · 10 <sup>-5</sup>	4,28156 · 10 <sup>-4</sup>	1,58056 · 10 <sup>-3</sup>	5,16330 · 10 <sup>-3</sup>	1,21530 · 10 <sup>-2</sup>
A <sub>14</sub>	1,36867 · 10 <sup>-5</sup>	7,42247 · 10 <sup>-5</sup>	3,21180 · 10 <sup>-4</sup>	1,39196 · 10 <sup>-3</sup>	3,74994 · 10 <sup>-3</sup>
A <sub>15</sub>	5,47112 · 10 <sup>-7</sup>	3,85383 · 10 <sup>-6</sup>	2,27650 · 10 <sup>-5</sup>	2,80096 · 10 <sup>-4</sup>	8,84839 · 10 <sup>-4</sup>
A <sub>16</sub>	-	-	-	4,80595 · 10 <sup>-5</sup>	1,70872 · 10 <sup>-4</sup>
A <sub>17</sub>	-	-	-	4,52374 · 10 <sup>-6</sup>	1,82457 · 10 <sup>-5</sup>
	<u>10 МэВ</u>	<u>11 МэВ</u>	<u>12 МэВ</u>	<u>14 МэВ</u>	<u>16 МэВ</u>
A <sub>1</sub>	8,69428 · 10 <sup>-1</sup>	8,73313 · 10 <sup>-1</sup>	8,82558 · 10 <sup>-1</sup>	9,05073 · 10 <sup>-1</sup>	9,25222 · 10 <sup>-1</sup>
A <sub>2</sub>	7,38675 · 10 <sup>-1</sup>	7,38913 · 10 <sup>-1</sup>	7,51749 · 10 <sup>-1</sup>	7,88015 · 10 <sup>-1</sup>	8,27217 · 10 <sup>-1</sup>
A <sub>3</sub>	6,38455 · 10 <sup>-1</sup>	6,34130 · 10 <sup>-1</sup>	6,44270 · 10 <sup>-1</sup>	6,79885 · 10 <sup>-1</sup>	7,30419 · 10 <sup>-1</sup>
A <sub>4</sub>	5,60661 · 10 <sup>-1</sup>	5,56461 · 10 <sup>-1</sup>	5,63530 · 10 <sup>-1</sup>	5,92409 · 10 <sup>-1</sup>	6,43236 · 10 <sup>-1</sup>
A <sub>5</sub>	4,83099 · 10 <sup>-1</sup>	4,85940 · 10 <sup>-1</sup>	4,95849 · 10 <sup>-1</sup>	5,21621 · 10 <sup>-1</sup>	5,68001 · 10 <sup>-1</sup>
A <sub>6</sub>	4,08167 · 10 <sup>-1</sup>	4,21909 · 10 <sup>-1</sup>	4,37720 · 10 <sup>-1</sup>	4,63914 · 10 <sup>-1</sup>	5,03806 · 10 <sup>-1</sup>
A <sub>7</sub>	3,35367 · 10 <sup>-1</sup>	3,59514 · 10 <sup>-1</sup>	3,82613 · 10 <sup>-1</sup>	4,13324 · 10 <sup>-1</sup>	4,48784 · 10 <sup>-1</sup>
A <sub>8</sub>	2,74026 · 10 <sup>-1</sup>	3,04600 · 10 <sup>-1</sup>	3,33108 · 10 <sup>-1</sup>	3,67338 · 10 <sup>-1</sup>	3,98963 · 10 <sup>-1</sup>
A <sub>9</sub>	2,27579 · 10 <sup>-1</sup>	2,59118 · 10 <sup>-1</sup>	2,88313 · 10 <sup>-1</sup>	3,23178 · 10 <sup>-1</sup>	3,51655 · 10 <sup>-1</sup>
A <sub>10</sub>	1,77517 · 10 <sup>-1</sup>	2,11785 · 10 <sup>-1</sup>	2,42589 · 10 <sup>-1</sup>	2,77872 · 10 <sup>-1</sup>	3,03600 · 10 <sup>-1</sup>
A <sub>11</sub>	1,14846 · 10 <sup>-1</sup>	1,49249 · 10 <sup>-1</sup>	1,82383 · 10 <sup>-1</sup>	2,23568 · 10 <sup>-1</sup>	2,51028 · 10 <sup>-1</sup>
A <sub>12</sub>	5,75473 · 10 <sup>-2</sup>	8,44133 · 10 <sup>-2</sup>	1,14812 · 10 <sup>-1</sup>	1,59209 · 10 <sup>-1</sup>	1,91137 · 10 <sup>-1</sup>
A <sub>13</sub>	2,39385 · 10 <sup>-2</sup>	3,96113 · 10 <sup>-2</sup>	6,13838 · 10 <sup>-2</sup>	9,85504 · 10 <sup>-2</sup>	1,30602 · 10 <sup>-1</sup>
A <sub>14</sub>	8,30811 · 10 <sup>-3</sup>	1,52915 · 10 <sup>-2</sup>	2,79482 · 10 <sup>-2</sup>	5,26671 · 10 <sup>-2</sup>	8,02244 · 10 <sup>-2</sup>
A <sub>15</sub>	2,24265 · 10 <sup>-3</sup>	4,65212 · 10 <sup>-3</sup>	1,05476 · 10 <sup>-2</sup>	2,36646 · 10 <sup>-2</sup>	4,40221 · 10 <sup>-2</sup>
A <sub>16</sub>	4,81982 · 10 <sup>-4</sup>	1,12278 · 10 <sup>-3</sup>	3,40793 · 10 <sup>-3</sup>	9,10327 · 10 <sup>-3</sup>	2,15225 · 10 <sup>-2</sup>
A <sub>17</sub>	5,80142 · 10 <sup>-5</sup>	1,52760 · 10 <sup>-4</sup>	9,05688 · 10 <sup>-4</sup>	2,94103 · 10 <sup>-3</sup>	9,10271 · 10 <sup>-3</sup>
A <sub>18</sub>	-	-	1,85049 · 10 <sup>-4</sup>	7,28717 · 10 <sup>-4</sup>	3,33313 · 10 <sup>-3</sup>
A <sub>19</sub>	-	-	2,02478 · 10 <sup>-5</sup>	9,39316 · 10 <sup>-5</sup>	1,06862 · 10 <sup>-3</sup>
A <sub>20</sub>	-	-	-	-	2,36029 · 10 <sup>-4</sup>
A <sub>21</sub>	-	-	-	-	3,48308 · 10 <sup>-5</sup>

Коэффициент	Энергия нейтронов		Коэффициент	Энергия нейтронов	
	18 МэВ	20 МэВ		18 МэВ	20 МэВ
A <sub>1</sub>	9,39512 · 10 <sup>-1</sup>	9,48694 · 10 <sup>-1</sup>	A <sub>13</sub>	1,54434 · 10 <sup>-1</sup>	1,75181 · 10 <sup>-1</sup>
A <sub>2</sub>	8,57709 · 10 <sup>-1</sup>	8,79363 · 10 <sup>-1</sup>	A <sub>14</sub>	1,02952 · 10 <sup>-1</sup>	1,23348 · 10 <sup>-1</sup>
A <sub>3</sub>	7,74024 · 10 <sup>-1</sup>	8,07619 · 10 <sup>-1</sup>	A <sub>15</sub>	6,36004 · 10 <sup>-2</sup>	8,21975 · 10 <sup>-2</sup>
A <sub>4</sub>	6,92689 · 10 <sup>-1</sup>	7,34039 · 10 <sup>-1</sup>	A <sub>16</sub>	3,62373 · 10 <sup>-2</sup>	5,18454 · 10 <sup>-2</sup>
A <sub>5</sub>	6,16289 · 10 <sup>-1</sup>	6,60126 · 10 <sup>-1</sup>	A <sub>17</sub>	1,83986 · 10 <sup>-2</sup>	2,98687 · 10 <sup>-2</sup>
A <sub>6</sub>	5,47288 · 10 <sup>-1</sup>	5,89302 · 10 <sup>-1</sup>	A <sub>18</sub>	8,11315 · 10 <sup>-3</sup>	1,51456 · 10 <sup>-2</sup>
A <sub>7</sub>	4,85727 · 10 <sup>-1</sup>	5,23046 · 10 <sup>-1</sup>	A <sub>19</sub>	3,18625 · 10 <sup>-3</sup>	6,84642 · 10 <sup>-3</sup>
A <sub>8</sub>	4,29719 · 10 <sup>-1</sup>	4,61490 · 10 <sup>-1</sup>	A <sub>20</sub>	1,10037 · 10 <sup>-3</sup>	2,73710 · 10 <sup>-3</sup>
A <sub>9</sub>	3,76890 · 10 <sup>-1</sup>	4,03107 · 10 <sup>-1</sup>	A <sub>21</sub>	3,13794 · 10 <sup>-4</sup>	9,06811 · 10 <sup>-4</sup>
A <sub>10</sub>	3,24701 · 10 <sup>-1</sup>	3,46462 · 10 <sup>-1</sup>	A <sub>22</sub>	6,73673 · 10 <sup>-5</sup>	2,25244 · 10 <sup>-4</sup>
A <sub>11</sub>	2,70710 · 10 <sup>-1</sup>	2,89864 · 10 <sup>-1</sup>	A <sub>23</sub>	9,02055 · 10 <sup>-6</sup>	3,72883 · 10 <sup>-5</sup>
A <sub>12</sub>	2,13131 · 10 <sup>-1</sup>	2,32468 · 10 <sup>-1</sup>			

Таблица 2

Коэффициенты A<sub>l</sub> разложения по полиномам Лежандра угловых распределений нейтронов, неупругорассеянных на уровне 2<sup>+</sup>, 45 кэВ

Коэффициент	Энергия нейтронов				
	0,10 МэВ	0,25 МэВ	0,50 МэВ	0,75 МэВ	1,0 МэВ
A <sub>1</sub>	-2,05533 · 10 <sup>-3</sup>	-6,91094 · 10 <sup>-3</sup>	-4,63830 · 10 <sup>-2</sup>	-1,56093 · 10 <sup>-2</sup>	-1,96029 · 10 <sup>-2</sup>
A <sub>2</sub>	-2,28283 · 10 <sup>-3</sup>	-4,14829 · 10 <sup>-3</sup>	-4,05373 · 10 <sup>-2</sup>	-1,26642 · 10 <sup>-2</sup>	-1,43527 · 10 <sup>-2</sup>
A <sub>3</sub>	1,51597 · 10 <sup>-4</sup>	1,69867 · 10 <sup>-3</sup>	1,21853 · 10 <sup>-3</sup>	1,98257 · 10 <sup>-3</sup>	2,06837 · 10 <sup>-3</sup>
A <sub>4</sub>	-2,36161 · 10 <sup>-6</sup>	3,80452 · 10 <sup>-6</sup>	-2,59449 · 10 <sup>-3</sup>	-1,59455 · 10 <sup>-3</sup>	3,14904 · 10 <sup>-3</sup>
A <sub>5</sub>	-1,03763 · 10 <sup>-8</sup>	-6,10698 · 10 <sup>-6</sup>	-2,35363 · 10 <sup>-4</sup>	1,63589 · 10 <sup>-5</sup>	7,32876 · 10 <sup>-5</sup>
A <sub>6</sub>	-	2,59586 · 10 <sup>-7</sup>	3,94117 · 10 <sup>-5</sup>	9,49381 · 10 <sup>-5</sup>	3,72995 · 10 <sup>-4</sup>
A <sub>7</sub>	-	-	-6,65061 · 10 <sup>-7</sup>	-1,27985 · 10 <sup>-6</sup>	-1,00843 · 10 <sup>-5</sup>
A <sub>8</sub>	-	-	-	8,33400 · 10 <sup>-7</sup>	6,12047 · 10 <sup>-6</sup>
A <sub>9</sub>	-	-	-	-	1,20627 · 10 <sup>-7</sup>

Коэффициент	Энергия нейтронов				
	2 МэВ	3 МэВ	4 МэВ	5 МэВ	6 МэВ
A <sub>I</sub>	-1,67703 · 10 <sup>-2</sup>	8,07438 · 10 <sup>-2</sup>	1,44031 · 10 <sup>-1</sup>	1,60497 · 10 <sup>-1</sup>	1,79966 · 10 <sup>-1</sup>
A <sub>2</sub>	-6,17596 · 10 <sup>-2</sup>	-5,38122 · 10 <sup>-2</sup>	-4,50894 · 10 <sup>-2</sup>	-5,29772 · 10 <sup>-2</sup>	-5,78545 · 10 <sup>-2</sup>
A <sub>3</sub>	2,85599 · 10 <sup>-2</sup>	2,19046 · 10 <sup>-2</sup>	-4,98799 · 10 <sup>-3</sup>	-3,17340 · 10 <sup>-2</sup>	-5,37606 · 10 <sup>-2</sup>
A <sub>4</sub>	6,28864 · 10 <sup>-3</sup>	2,19618 · 10 <sup>-2</sup>	2,79823 · 10 <sup>-2</sup>	2,75450 · 10 <sup>-2</sup>	1,34778 · 10 <sup>-2</sup>
A <sub>5</sub>	1,38170 · 10 <sup>-2</sup>	3,69904 · 10 <sup>-2</sup>	3,27866 · 10 <sup>-2</sup>	1,88669 · 10 <sup>-2</sup>	2,27675 · 10 <sup>-2</sup>
A <sub>6</sub>	1,96331 · 10 <sup>-3</sup>	-1,14563 · 10 <sup>-3</sup>	-1,98872 · 10 <sup>-2</sup>	-2,80216 · 10 <sup>-2</sup>	-1,98519 · 10 <sup>-2</sup>
A <sub>7</sub>	8,51545 · 10 <sup>-4</sup>	4,60506 · 10 <sup>-3</sup>	-1,19236 · 10 <sup>-2</sup>	-3,03507 · 10 <sup>-2</sup>	-3,61706 · 10 <sup>-2</sup>
A <sub>8</sub>	8,46872 · 10 <sup>-4</sup>	2,91856 · 10 <sup>-3</sup>	2,81202 · 10 <sup>-4</sup>	-1,42716 · 10 <sup>-2</sup>	-3,09743 · 10 <sup>-2</sup>
A <sub>9</sub>	-9,62784 · 10 <sup>-5</sup>	1,41688 · 10 <sup>-3</sup>	7,81993 · 10 <sup>-3</sup>	1,11172 · 10 <sup>-2</sup>	4,98525 · 10 <sup>-3</sup>
A <sub>10</sub>	4,13223 · 10 <sup>-5</sup>	1,03286 · 10 <sup>-3</sup>	4,13345 · 10 <sup>-3</sup>	7,09164 · 10 <sup>-3</sup>	3,72266 · 10 <sup>-3</sup>
A <sub>11</sub>	-4,70900 · 10 <sup>-6</sup>	2,54284 · 10 <sup>-5</sup>	4,65528 · 10 <sup>-4</sup>	2,11953 · 10 <sup>-3</sup>	4,78237 · 10 <sup>-3</sup>
A <sub>12</sub>	-	6,75052 · 10 <sup>-5</sup>	5,83793 · 10 <sup>-4</sup>	2,22005 · 10 <sup>-3</sup>	5,70361 · 10 <sup>-3</sup>
A <sub>13</sub>	-	1,64818 · 10 <sup>-6</sup>	7,21855 · 10 <sup>-5</sup>	2,37252 · 10 <sup>-4</sup>	4,92684 · 10 <sup>-4</sup>
A <sub>14</sub>	-	-	-4,32386 · 10 <sup>-5</sup>	-1,86566 · 10 <sup>-4</sup>	-1,62230 · 10 <sup>-4</sup>
A <sub>15</sub>	-	-	-5,79066 · 10 <sup>-7</sup>	9,51463 · 10 <sup>-6</sup>	9,13650 · 10 <sup>-5</sup>
	<u>7 МэВ</u>	<u>8 МэВ</u>	<u>9 МэВ</u>	<u>10 МэВ</u>	<u>11 МэВ</u>
A <sub>I</sub>	2,07603 · 10 <sup>-1</sup>	2,44200 · 10 <sup>-1</sup>	2,89946 · 10 <sup>-1</sup>	3,39292 · 10 <sup>-1</sup>	3,75822 · 10 <sup>-1</sup>
A <sub>2</sub>	-5,11072 · 10 <sup>-2</sup>	-3,32067 · 10 <sup>-2</sup>	-5,07327 · 10 <sup>-3</sup>	2,80457 · 10 <sup>-2</sup>	5,57923 · 10 <sup>-2</sup>
A <sub>3</sub>	-6,66596 · 10 <sup>-2</sup>	-7,16087 · 10 <sup>-2</sup>	-6,86459 · 10 <sup>-2</sup>	-6,03790 · 10 <sup>-2</sup>	-4,84173 · 10 <sup>-2</sup>
A <sub>4</sub>	-5,02945 · 10 <sup>-5</sup>	-1,47386 · 10 <sup>-2</sup>	-2,47189 · 10 <sup>-2</sup>	-2,67995 · 10 <sup>-2</sup>	-2,24035 · 10 <sup>-2</sup>
A <sub>5</sub>	3,02198 · 10 <sup>-2</sup>	2,29111 · 10 <sup>-2</sup>	1,12443 · 10 <sup>-2</sup>	4,60982 · 10 <sup>-3</sup>	2,79597 · 10 <sup>-3</sup>
A <sub>6</sub>	-8,42648 · 10 <sup>-3</sup>	-1,68116 · 10 <sup>-3</sup>	3,86386 · 10 <sup>-3</sup>	9,53563 · 10 <sup>-3</sup>	1,33459 · 10 <sup>-2</sup>
A <sub>7</sub>	-3,60140 · 10 <sup>-2</sup>	-2,00743 · 10 <sup>-2</sup>	-2,72070 · 10 <sup>-2</sup>	-1,96402 · 10 <sup>-2</sup>	-1,17661 · 10 <sup>-2</sup>
A <sub>8</sub>	-4,05241 · 10 <sup>-2</sup>	-4,69471 · 10 <sup>-2</sup>	-5,01362 · 10 <sup>-2</sup>	-4,84508 · 10 <sup>-2</sup>	-4,10540 · 10 <sup>-2</sup>
A <sub>9</sub>	-7,33697 · 10 <sup>-3</sup>	-1,88954 · 10 <sup>-2</sup>	-2,64829 · 10 <sup>-2</sup>	-3,07277 · 10 <sup>-2</sup>	-3,07820 · 10 <sup>-2</sup>
A <sub>10</sub>	-4,76933 · 10 <sup>-3</sup>	-1,08121 · 10 <sup>-2</sup>	-1,22582 · 10 <sup>-2</sup>	-1,24863 · 10 <sup>-2</sup>	-1,24507 · 10 <sup>-2</sup>
A <sub>11</sub>	8,85890 · 10 <sup>-3</sup>	1,32548 · 10 <sup>-2</sup>	1,44549 · 10 <sup>-2</sup>	1,21444 · 10 <sup>-2</sup>	8,40500 · 10 <sup>-3</sup>
A <sub>12</sub>	9,68057 · 10 <sup>-3</sup>	1,25559 · 10 <sup>-2</sup>	1,20408 · 10 <sup>-2</sup>	9,24076 · 10 <sup>-3</sup>	4,36815 · 10 <sup>-3</sup>
A <sub>13</sub>	8,98479 · 10 <sup>-4</sup>	1,98110 · 10 <sup>-3</sup>	4,16396 · 10 <sup>-3</sup>	6,49461 · 10 <sup>-3</sup>	7,26526 · 10 <sup>-3</sup>
A <sub>14</sub>	2,03946 · 10 <sup>-4</sup>	2,40623 · 10 <sup>-3</sup>	5,92642 · 10 <sup>-3</sup>	1,01916 · 10 <sup>-2</sup>	1,41471 · 10 <sup>-2</sup>
A <sub>15</sub>	3,73947 · 10 <sup>-4</sup>	1,05162 · 10 <sup>-3</sup>	2,14855 · 10 <sup>-3</sup>	3,82994 · 10 <sup>-3</sup>	5,71449 · 10 <sup>-3</sup>
A <sub>16</sub>	-	-1,37486 · 10 <sup>-4</sup>	-1,10842 · 10 <sup>-4</sup>	3,25337 · 10 <sup>-4</sup>	8,33296 · 10 <sup>-4</sup>
A <sub>17</sub>	-	1,86738 · 10 <sup>-5</sup>	7,46198 · 10 <sup>-5</sup>	2,54689 · 10 <sup>-4</sup>	6,29871 · 10 <sup>-4</sup>

Окончание таб.

Коэффициент	Энергия нейтронов				
	12 МэВ	14 МэВ	16 МэВ	18 МэВ	20 МэВ
A <sub>1</sub>	4,07811 · 10 <sup>-1</sup>	4,56321 · 10 <sup>-1</sup>	4,92858 · 10 <sup>-1</sup>	5,24776 · 10 <sup>-1</sup>	5,46980 · 10 <sup>-1</sup>
A <sub>2</sub>	8,77723 · 10 <sup>-2</sup>	1,36571 · 10 <sup>-1</sup>	1,87325 · 10 <sup>-1</sup>	2,24720 · 10 <sup>-1</sup>	2,52788 · 10 <sup>-1</sup>
A <sub>3</sub>	-2,45767 · 10 <sup>-2</sup>	1,00224 · 10 <sup>-2</sup>	5,06951 · 10 <sup>-2</sup>	7,56911 · 10 <sup>-2</sup>	9,26714 · 10 <sup>-2</sup>
A <sub>4</sub>	-9,85182 · 10 <sup>-3</sup>	9,25719 · 10 <sup>-3</sup>	3,51549 · 10 <sup>-2</sup>	4,90628 · 10 <sup>-2</sup>	5,56688 · 10 <sup>-2</sup>
A <sub>5</sub>	6,54097 · 10 <sup>-3</sup>	2,10474 · 10 <sup>-2</sup>	4,35145 · 10 <sup>-2</sup>	5,31926 · 10 <sup>-2</sup>	5,33033 · 10 <sup>-2</sup>
A <sub>6</sub>	1,47829 · 10 <sup>-2</sup>	2,45839 · 10 <sup>-2</sup>	4,38831 · 10 <sup>-2</sup>	5,71561 · 10 <sup>-2</sup>	6,09818 · 10 <sup>-2</sup>
A <sub>7</sub>	-6,13054 · 10 <sup>-3</sup>	1,09218 · 10 <sup>-2</sup>	2,98806 · 10 <sup>-2</sup>	4,17096 · 10 <sup>-2</sup>	4,76329 · 10 <sup>-2</sup>
A <sub>8</sub>	-3,16093 · 10 <sup>-2</sup>	-1,26508 · 10 <sup>-2</sup>	6,06315 · 10 <sup>-3</sup>	1,89097 · 10 <sup>-2</sup>	2,67782 · 10 <sup>-2</sup>
A <sub>9</sub>	-2,79937 · 10 <sup>-2</sup>	-1,71748 · 10 <sup>-2</sup>	-2,58917 · 10 <sup>-4</sup>	1,07027 · 10 <sup>-2</sup>	1,63949 · 10 <sup>-2</sup>
A <sub>10</sub>	-1,26954 · 10 <sup>-2</sup>	-8,11638 · 10 <sup>-3</sup>	7,51504 · 10 <sup>-4</sup>	6,99679 · 10 <sup>-3</sup>	9,52256 · 10 <sup>-3</sup>
A <sub>11</sub>	5,80164 · 10 <sup>-3</sup>	9,18213 · 10 <sup>-3</sup>	1,59882 · 10 <sup>-2</sup>	1,77384 · 10 <sup>-2</sup>	1,57977 · 10 <sup>-2</sup>
A <sub>12</sub>	4,81483 · 10 <sup>-4</sup>	3,36630 · 10 <sup>-3</sup>	1,16451 · 10 <sup>-2</sup>	1,37554 · 10 <sup>-2</sup>	1,35548 · 10 <sup>-2</sup>
A <sub>13</sub>	6,40595 · 10 <sup>-3</sup>	7,01638 · 10 <sup>-3</sup>	4,73120 · 10 <sup>-3</sup>	2,51996 · 10 <sup>-3</sup>	2,97274 · 10 <sup>-3</sup>
A <sub>14</sub>	1,76054 · 10 <sup>-2</sup>	1,78580 · 10 <sup>-2</sup>	6,31329 · 10 <sup>-3</sup>	-2,22407 · 10 <sup>-3</sup>	-5,34758 · 10 <sup>-3</sup>
A <sub>15</sub>	1,02776 · 10 <sup>-2</sup>	1,16175 · 10 <sup>-2</sup>	4,07636 · 10 <sup>-3</sup>	-3,11071 · 10 <sup>-3</sup>	-7,11198 · 10 <sup>-3</sup>
A <sub>16</sub>	3,32503 · 10 <sup>-3</sup>	7,20170 · 10 <sup>-3</sup>	1,36246 · 10 <sup>-2</sup>	1,17681 · 10 <sup>-2</sup>	4,74499 · 10 <sup>-3</sup>
A <sub>17</sub>	1,45998 · 10 <sup>-3</sup>	4,75798 · 10 <sup>-3</sup>	1,29230 · 10 <sup>-2</sup>	1,36798 · 10 <sup>-2</sup>	8,83451 · 10 <sup>-3</sup>
A <sub>18</sub>	1,14708 · 10 <sup>-4</sup>	9,66005 · 10 <sup>-4</sup>	3,73865 · 10 <sup>-3</sup>	8,29066 · 10 <sup>-3</sup>	1,07728 · 10 <sup>-2</sup>
A <sub>19</sub>	5,41422 · 10 <sup>-5</sup>	1,05526 · 10 <sup>-4</sup>	2,60367 · 10 <sup>-3</sup>	7,24937 · 10 <sup>-3</sup>	1,14158 · 10 <sup>-2</sup>
A <sub>20</sub>	-	-	5,46369 · 10 <sup>-4</sup>	2,82615 · 10 <sup>-3</sup>	5,37896 · 10 <sup>-3</sup>
A <sub>21</sub>	-	-	1,88384 · 10 <sup>-4</sup>	1,07757 · 10 <sup>-3</sup>	2,85965 · 10 <sup>-3</sup>
A <sub>22</sub>	-	-	-	3,13116 · 10 <sup>-4</sup>	8,48425 · 10 <sup>-4</sup>
A <sub>23</sub>	-	-	-	8,22000 · 10 <sup>-5</sup>	3,05715 · 10 <sup>-4</sup>

Таблица 3

Коэффициенты  $A_1$  разложения по полиномам Лежандра угловых распределений нейтронов, неупругорассеянных на уровне 4<sup>+</sup>, 148 кэВ

Коэффициент	Энергия нейтронов				
	0,25 МэВ	0,50 МэВ	0,75 МэВ	1 МэВ	2 МэВ
A <sub>1</sub>	6,60383 · 10 <sup>-3</sup>	2,97305 · 10 <sup>-2</sup>	3,75420 · 10 <sup>-2</sup>	4,73167 · 10 <sup>-2</sup>	1,13906 · 10 <sup>-1</sup>
A <sub>2</sub>	-4,50741 · 10 <sup>-4</sup>	-2,55705 · 10 <sup>-3</sup>	-9,09802 · 10 <sup>-3</sup>	-1,60823 · 10 <sup>-2</sup>	-9,16530 · 10 <sup>-2</sup>
A <sub>3</sub>	-1,41272 · 10 <sup>-3</sup>	-5,76225 · 10 <sup>-3</sup>	-6,94510 · 10 <sup>-3</sup>	-7,25792 · 10 <sup>-3</sup>	-1,71602 · 10 <sup>-3</sup>
A <sub>4</sub>	-2,68513 · 10 <sup>-4</sup>	-1,04890 · 10 <sup>-3</sup>	3,35294 · 10 <sup>-4</sup>	1,83705 · 10 <sup>-3</sup>	5,85170 · 10 <sup>-3</sup>
A <sub>5</sub>	1,41053 · 10 <sup>-5</sup>	1,64502 · 10 <sup>-4</sup>	4,40459 · 10 <sup>-4</sup>	5,28366 · 10 <sup>-4</sup>	-7,68476 · 10 <sup>-3</sup>

Коэффициент	Энергия нейтронов				
	0,25 МэВ	0,50 МэВ	0,75 МэВ	1 МэВ	2 МэВ
A <sub>6</sub>	-1,21642 · 10 <sup>-7</sup>	-3,78814 · 10 <sup>-6</sup>	-8,46816 · 10 <sup>-5</sup>	-2,08116 · 10 <sup>-4</sup>	8,84151 · 10 <sup>-4</sup>
A <sub>7</sub>	-	-	7,49456 · 10 <sup>-6</sup>	2,86487 · 10 <sup>-5</sup>	7,62341 · 10 <sup>-4</sup>
A <sub>8</sub>	-	-	-4,11674 · 10 <sup>-7</sup>	-2,00343 · 10 <sup>-6</sup>	-4,62973 · 10 <sup>-4</sup>
A <sub>9</sub>	-	-	-	-	5,64285 · 10 <sup>-5</sup>
A <sub>10</sub>	-	-	-	-	-2,80152 · 10 <sup>-6</sup>
<sup>3</sup> A <sub>11</sub>	-	-	-	-	3,24557 · 10 <sup>-6</sup>
	<u>3 МэВ</u>	<u>4 МэВ</u>	<u>5 МэВ</u>	<u>6 МэВ</u>	<u>7 МэВ</u>
A <sub>1</sub>	1,44494 · 10 <sup>-1</sup>	1,53235 · 10 <sup>-1</sup>	1,55676 · 10 <sup>-1</sup>	1,62687 · 10 <sup>-1</sup>	1,81752 · 10 <sup>-1</sup>
A <sub>2</sub>	-1,18222 · 10 <sup>-1</sup>	-1,07749 · 10 <sup>-1</sup>	-9,06485 · 10 <sup>-2</sup>	-7,58029 · 10 <sup>-2</sup>	-6,25151 · 10 <sup>-2</sup>
A <sub>3</sub>	-2,44409 · 10 <sup>-2</sup>	-1,24834 · 10 <sup>-2</sup>	-9,53659 · 10 <sup>-3</sup>	-2,34019 · 10 <sup>-2</sup>	-4,17788 · 10 <sup>-2</sup>
A <sub>4</sub>	-1,84676 · 10 <sup>-2</sup>	-1,80455 · 10 <sup>-2</sup>	-2,75223 · 10 <sup>-2</sup>	-3,11307 · 10 <sup>-2</sup>	-3,25657 · 10 <sup>-2</sup>
A <sub>5</sub>	-3,88562 · 10 <sup>-3</sup>	-6,12815 · 10 <sup>-3</sup>	-7,33796 · 10 <sup>-3</sup>	6,54673 · 10 <sup>-3</sup>	1,72441 · 10 <sup>-2</sup>
A <sub>6</sub>	6,08319 · 10 <sup>-3</sup>	4,49711 · 10 <sup>-4</sup>	1,77743 · 10 <sup>-3</sup>	6,92502 · 10 <sup>-3</sup>	2,89563 · 10 <sup>-3</sup>
A <sub>7</sub>	-3,24815 · 10 <sup>-3</sup>	-4,87790 · 10 <sup>-3</sup>	-1,02763 · 10 <sup>-3</sup>	9,19852 · 10 <sup>-4</sup>	-1,28058 · 10 <sup>-3</sup>
A <sub>8</sub>	-5,11885 · 10 <sup>-4</sup>	4,26467 · 10 <sup>-3</sup>	1,10805 · 10 <sup>-2</sup>	9,08616 · 10 <sup>-3</sup>	2,42021 · 10 <sup>-3</sup>
A <sub>9</sub>	3,85679 · 10 <sup>-4</sup>	3,62952 · 10 <sup>-4</sup>	-1,54520 · 10 <sup>-4</sup>	-3,47922 · 10 <sup>-3</sup>	-5,27969 · 10 <sup>-3</sup>
A <sub>10</sub>	-1,85704 · 10 <sup>-4</sup>	-3,88304 · 10 <sup>-4</sup>	-1,33247 · 10 <sup>-3</sup>	-1,20652 · 10 <sup>-3</sup>	3,64979 · 10 <sup>-4</sup>
A <sub>11</sub>	4,35942 · 10 <sup>-5</sup>	1,54917 · 10 <sup>-4</sup>	3,09293 · 10 <sup>-4</sup>	5,50460 · 10 <sup>-4</sup>	4,63498 · 10 <sup>-4</sup>
A <sub>12</sub>	-1,28576 · 10 <sup>-5</sup>	-1,00590 · 10 <sup>-4</sup>	1,20849 · 10 <sup>-4</sup>	3,56987 · 10 <sup>-4</sup>	4,35344 · 10 <sup>-4</sup>
A <sub>13</sub>	-2,46564 · 10 <sup>-6</sup>	-5,99643 · 10 <sup>-5</sup>	-1,99648 · 10 <sup>-4</sup>	-1,46592 · 10 <sup>-4</sup>	2,06168 · 10 <sup>-4</sup>
A <sub>14</sub>	-	3,17933 · 10 <sup>-5</sup>	7,99205 · 10 <sup>-5</sup>	3,84715 · 10 <sup>-5</sup>	-1,65752 · 10 <sup>-4</sup>
A <sub>15</sub>	-	-7,07207 · 10 <sup>-7</sup>	-2,32738 · 10 <sup>-5</sup>	-1,34338 · 10 <sup>-4</sup>	-5,03967 · 10 <sup>-4</sup>
	<u>8 МэВ</u>	<u>9 МэВ</u>	<u>10 МэВ</u>	<u>11 МэВ</u>	<u>12 МэВ</u>
A <sub>1</sub>	2,13907 · 10 <sup>-1</sup>	2,45491 · 10 <sup>-1</sup>	2,74822 · 10 <sup>-1</sup>	2,93735 · 10 <sup>-1</sup>	3,07224 · 10 <sup>-1</sup>
A <sub>2</sub>	-4,91007 · 10 <sup>-2</sup>	-3,45947 · 10 <sup>-2</sup>	-2,02205 · 10 <sup>-2</sup>	-5,82493 · 10 <sup>-3</sup>	9,74145 · 10 <sup>-3</sup>
A <sub>3</sub>	-5,96584 · 10 <sup>-2</sup>	-7,07942 · 10 <sup>-2</sup>	-7,42228 · 10 <sup>-2</sup>	-7,43958 · 10 <sup>-2</sup>	-6,95390 · 10 <sup>-2</sup>
A <sub>4</sub>	-4,06771 · 10 <sup>-2</sup>	-4,48931 · 10 <sup>-2</sup>	-4,47246 · 10 <sup>-2</sup>	-4,58418 · 10 <sup>-2</sup>	-4,57755 · 10 <sup>-2</sup>
A <sub>5</sub>	1,63499 · 10 <sup>-2</sup>	1,56591 · 10 <sup>-2</sup>	1,49145 · 10 <sup>-2</sup>	1,45028 · 10 <sup>-2</sup>	1,16887 · 10 <sup>-2</sup>
A <sub>6</sub>	-3,96492 · 10 <sup>-3</sup>	-6,88060 · 10 <sup>-3</sup>	-5,98988 · 10 <sup>-3</sup>	-4,12996 · 10 <sup>-3</sup>	-6,49925 · 10 <sup>-2</sup>
A <sub>7</sub>	1,33357 · 10 <sup>-5</sup>	3,42005 · 10 <sup>-3</sup>	3,12730 · 10 <sup>-3</sup>	1,47672 · 10 <sup>-3</sup>	-1,83429 · 10 <sup>-3</sup>
A <sub>8</sub>	4,77982 · 10 <sup>-3</sup>	7,39119 · 10 <sup>-3</sup>	4,96163 · 10 <sup>-3</sup>	2,00666 · 10 <sup>-3</sup>	8,79090 · 10 <sup>-4</sup>
A <sub>9</sub>	-1,31202 · 10 <sup>-3</sup>	2,38335 · 10 <sup>-3</sup>	3,18296 · 10 <sup>-3</sup>	2,82024 · 10 <sup>-3</sup>	3,97980 · 10 <sup>-3</sup>
A <sub>10</sub>	2,25657 · 10 <sup>-3</sup>	4,53989 · 10 <sup>-3</sup>	8,73637 · 10 <sup>-3</sup>	1,29760 · 10 <sup>-2</sup>	1,49095 · 10 <sup>-2</sup>

Коэффициент	Энергия нейтронов				
	8 МэВ	9 МэВ	10 МэВ	11 МэВ	12 МэВ
A <sub>11</sub>	-8,88465 · 10 <sup>-5</sup>	-9,50446 · 10 <sup>-4</sup>	-7,38829 · 10 <sup>-4</sup>	3,13895 · 10 <sup>-4</sup>	1,55907 · 10 <sup>-3</sup>
A <sub>12</sub>	-2,47119 · 10 <sup>-4</sup>	-1,59130 · 10 <sup>-3</sup>	-4,30632 · 10 <sup>-3</sup>	-6,17818 · 10 <sup>-3</sup>	-7,64195 · 10 <sup>-3</sup>
A <sub>13</sub>	-1,28758 · 10 <sup>-4</sup>	1,40963 · 10 <sup>-5</sup>	-8,75253 · 10 <sup>-4</sup>	-1,56539 · 10 <sup>-4</sup>	-8,34133 · 10 <sup>-4</sup>
A <sub>14</sub>	-6,94767 · 10 <sup>-4</sup>	-5,26982 · 10 <sup>-4</sup>	6,75061 · 10 <sup>-4</sup>	2,37855 · 10 <sup>-3</sup>	4,31894 · 10 <sup>-3</sup>
A <sub>15</sub>	-5,66311 · 10 <sup>-4</sup>	-4,90604 · 10 <sup>-4</sup>	-3,00183 · 10 <sup>-4</sup>	9,29565 · 10 <sup>-4</sup>	9,25026 · 10 <sup>-4</sup>
A <sub>16</sub>	-5,19118 · 10 <sup>-5</sup>	-3,68725 · 10 <sup>-4</sup>	-1,17577 · 10 <sup>-3</sup>	-2,15991 · 10 <sup>-3</sup>	-2,63486 · 10 <sup>-3</sup>
A <sub>17</sub>	9,45215 · 10 <sup>-6</sup>	-1,10975 · 10 <sup>-5</sup>	-1,98076 · 10 <sup>-4</sup>	-6,61766 · 10 <sup>-4</sup>	-7,75606 · 10 <sup>-4</sup>
A <sub>18</sub>	-	-	-	-	-1,13278 · 10 <sup>-4</sup>
A <sub>19</sub>	-	-	-	-	2,56046 · 10 <sup>-4</sup>
	<u>14 МэВ</u>	<u>16 МэВ</u>	<u>18 МэВ</u>	<u>20 МэВ</u>	
A <sub>1</sub>	3,55189 · 10 <sup>-1</sup>	3,86491 · 10 <sup>-1</sup>	4,04901 · 10 <sup>-1</sup>	4,26834 · 10 <sup>-1</sup>	
A <sub>2</sub>	5,46726 · 10 <sup>-2</sup>	1,02811 · 10 <sup>-1</sup>	1,32004 · 10 <sup>-1</sup>	1,63458 · 10 <sup>-1</sup>	
A <sub>3</sub>	-5,93838 · 10 <sup>-2</sup>	-3,76109 · 10 <sup>-2</sup>	-1,63487 · 10 <sup>-2</sup>	6,56068 · 10 <sup>-3</sup>	
A <sub>4</sub>	-5,48919 · 10 <sup>-2</sup>	-6,00851 · 10 <sup>-2</sup>	-5,70750 · 10 <sup>-2</sup>	-5,24940 · 10 <sup>-2</sup>	
A <sub>5</sub>	4,22430 · 10 <sup>-4</sup>	-9,54353 · 10 <sup>-3</sup>	-1,36688 · 10 <sup>-2</sup>	-1,80515 · 10 <sup>-2</sup>	
A <sub>6</sub>	-4,69763 · 10 <sup>-3</sup>	-1,45102 · 10 <sup>-2</sup>	-1,97441 · 10 <sup>-2</sup>	-2,30265 · 10 <sup>-2</sup>	
A <sub>7</sub>	-1,17886 · 10 <sup>-3</sup>	-9,83492 · 10 <sup>-3</sup>	-1,19099 · 10 <sup>-2</sup>	-8,84962 · 10 <sup>-3</sup>	
A <sub>8</sub>	-4,07513 · 10 <sup>-3</sup>	-1,36939 · 10 <sup>-2</sup>	-1,88986 · 10 <sup>-2</sup>	-1,71026 · 10 <sup>-2</sup>	
A <sub>9</sub>	3,09660 · 10 <sup>-3</sup>	-2,96829 · 10 <sup>-3</sup>	-8,93267 · 10 <sup>-3</sup>	-1,21812 · 10 <sup>-2</sup>	
A <sub>10</sub>	1,58091 · 10 <sup>-2</sup>	1,48821 · 10 <sup>-2</sup>	1,29780 · 10 <sup>-2</sup>	7,35240 · 10 <sup>-3</sup>	
A <sub>11</sub>	6,06495 · 10 <sup>-3</sup>	8,52190 · 10 <sup>-3</sup>	1,00802 · 10 <sup>-2</sup>	9,79040 · 10 <sup>-3</sup>	
A <sub>12</sub>	-1,46198 · 10 <sup>-3</sup>	5,57826 · 10 <sup>-3</sup>	8,72034 · 10 <sup>-3</sup>	1,14370 · 10 <sup>-2</sup>	
A <sub>13</sub>	2,27202 · 10 <sup>-3</sup>	3,56478 · 10 <sup>-3</sup>	3,07263 · 10 <sup>-3</sup>	5,40567 · 10 <sup>-3</sup>	
A <sub>14</sub>	5,42538 · 10 <sup>-4</sup>	-7,24949 · 10 <sup>-3</sup>	-7,60994 · 10 <sup>-3</sup>	-1,98753 · 10 <sup>-3</sup>	
A <sub>15</sub>	-1,55029 · 10 <sup>-3</sup>	-5,52038 · 10 <sup>-3</sup>	-4,08630 · 10 <sup>-3</sup>	-2,10266 · 10 <sup>-3</sup>	
A <sub>16</sub>	-2,23491 · 10 <sup>-3</sup>	5,32675 · 10 <sup>-4</sup>	-5,90160 · 10 <sup>-4</sup>	-4,73347 · 10 <sup>-3</sup>	
A <sub>17</sub>	-1,45674 · 10 <sup>-3</sup>	-5,02964 · 10 <sup>-3</sup>	-7,33597 · 10 <sup>-3</sup>	-7,32857 · 10 <sup>-3</sup>	
A <sub>18</sub>	-1,51567 · 10 <sup>-3</sup>	-3,31941 · 10 <sup>-3</sup>	-5,90536 · 10 <sup>-3</sup>	-5,52230 · 10 <sup>-3</sup>	
A <sub>19</sub>	3,06764 · 10 <sup>-4</sup>	6,46102 · 10 <sup>-4</sup>	-1,87799 · 10 <sup>-3</sup>	-4,72617 · 10 <sup>-3</sup>	
A <sub>20</sub>	-	5,41907 · 10 <sup>-4</sup>	1,12005 · 10 <sup>-3</sup>	-8,29404 · 10 <sup>-4</sup>	
A <sub>21</sub>	-	8,33378 · 10 <sup>-4</sup>	1,81331 · 10 <sup>-3</sup>	2,22935 · 10 <sup>-3</sup>	
A <sub>22</sub>	-	-	2,04165 · 10 <sup>-4</sup>	7,47427 · 10 <sup>-4</sup>	
A <sub>23</sub>	-	-	1,67013 · 10 <sup>-4</sup>	3,36549 · 10 <sup>-4</sup>	

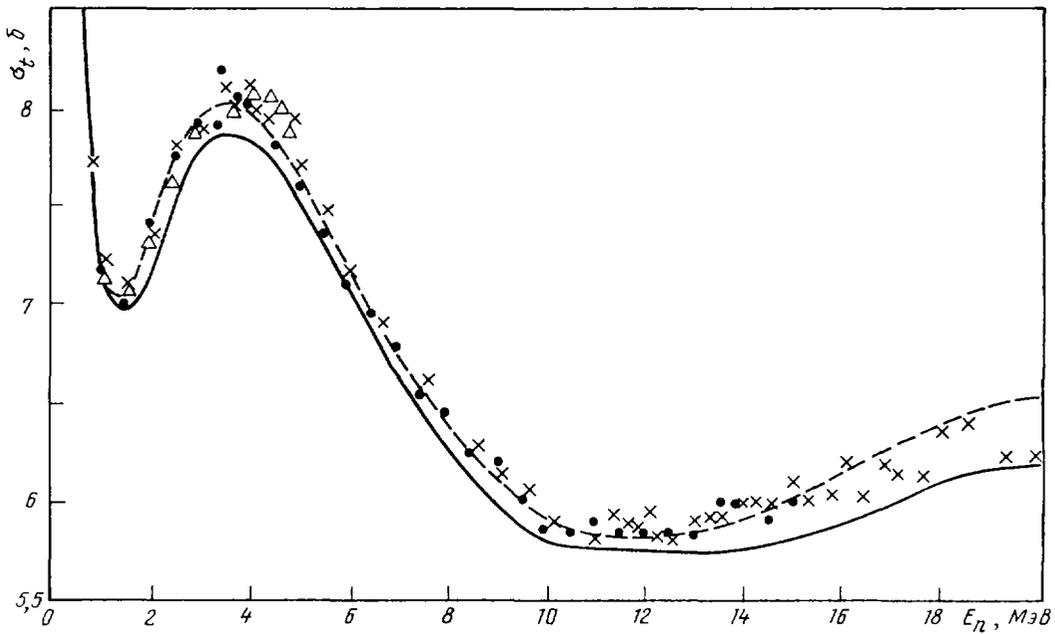


Рис.6. Полное сечение  $^{238}\text{U}$ : — — оценка работы [1]; - - - - результаты расчетов авторов методом связанных каналов. Экспериментальные данные работ: x - [7], • - [8], Δ - [9]

Сечение реакции ( $n, 3n$ ). Имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные о сечении реакции ( $n, 3n$ ) [10-12] не противоречат друг другу и относятся к области энергий от порога реакции до верхней границы файла. В максимуме сечения  $\sigma_{n,3n}$  они лежат примерно на 30% ниже оценки [1]. Поэтому предлагается изменить оцененную кривую [1] в области энергий выше 15 МэВ и провести ее по экспериментальным данным. Сравнение данных настоящей работы и файла работы [1] приведено в табл.5 и на рис.7.

Таблица 4

Сравнение данных о полном сечении, оцененных в настоящей работе и в работе [1], в области энергий 1-20 МэВ, б

$E_n$ , МэВ	Настоящая работа	Работа [1]	$E_n$ , МэВ	Настоящая работа	Работа [1]
1,0	7,14	7,14	8,5	6,25	6,14
1,6	7,10	6,99	9,0	6,11	6,0
2,0	7,40	7,13	9,5	6,00	5,9
2,5	7,75	7,51	10,0	5,90	5,82
3,0	7,95	7,80	11,0	5,85	5,78
3,5	8,02	7,84	12,0	5,85	5,76
4,0	7,98	7,84	13,0	5,86	5,76
4,5	7,82	7,73	14,0	5,92	5,78
5,0	7,60	7,56	15,0	5,98	5,83
5,5	7,37	7,34	16,0	6,05	5,90
6,0	7,19	7,10	17,0	6,11	6,00
6,5	6,95	6,85	18,0	6,20	6,09
7,0	6,75	6,65	19,0	6,27	6,16
7,5	6,55	6,45	20,0	6,28	6,19
8,0	6,38	6,29			

Таблица 5

Сравнение оцененных данных о сечении реакции  $(n, 3n)$ , полученных в настоящей работе и в работе [1],  $\sigma$

$E_n$ , МэВ	Настоящая работа	Работа [1]
13,0	0,240	0,240
14,0	0,479	0,479
15,0	0,650	0,690
15,5	0,720	0,790
16,0	0,760	0,872
16,5	0,790	0,938
17,0	0,800	0,993
17,5	0,810	1,043
18,0	0,815	1,076
18,5	0,810	1,055
19,0	0,790	0,960
19,5	0,720	0,840
20,0	0,650	0,700

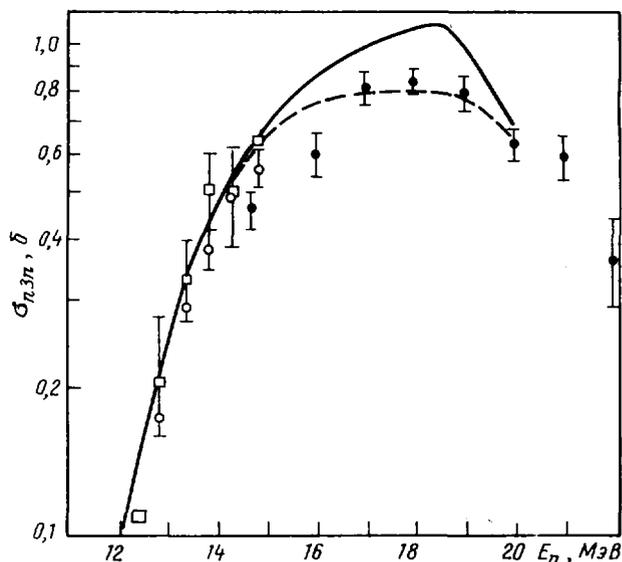


Рис.7. Сечение реакции  $(n, 3n)$  для  $^{238}\text{U}$ :  
 — — — оценка работы [1]; - - - - - настоящая оценка. Экспериментальные данные работ: □ - [10];  
 ○ - [11]; ● - [12]

Из изложенного можно сделать следующие выводы:

1. Использование метода связанных каналов для оценки угловых распределений упруго-и неупруго-рассеянных нейтронов позволяет достичь лучшего согласия с экспериментальными данными и повысить надежность оцененных величин.

2. Учет новых экспериментальных результатов по сечениям  $\sigma_t$  и  $\sigma_{n,3n}$  указывает на необходимость изменения оцененных данных работы [1] по этим сечениям в мегаэлектронной области энергий.

#### Список литературы

1. Николаев М.Н., Абагян Л.П., Корчагина Г.А. и др. Нейтронные данные для урана-238. Ч.1. Обнинск: ФЭИ, 1978; Николаев М.Н., Вазаянц Н.С., Горбачева Л.В. То же, ч.2, 1979.
2. Клепацкий А.Е., Коньшин В.А., Суховицкий Е.Ш. Метод связанных каналов и оценка нейтронных данных делящихся ядер. - Изв.АН БССР. Сер. Физико-энергетическая, 1984, № 2, с.21.
3. Bughian L.E., Regel G.H.W., Marcella T.V. e.a. Neutron scattering cross-sections of uranium-238. - Nucl.Sci. and Engng, 1979, v.69, p.191.
4. Haouat G., Sigaud J., Lachkar J. e.a. Differential **gross-sections** measurements of fast neutron scattering for  $^{208}\text{Pb}$ ,  $^{232}\text{Th}$  and  $^{238}\text{U}$  at 2,5 MeV : Rep. NEANDC(E)-180-L, 1977.
5. Haouat G., Lachkar J., Lagrange Ch. e.a. Differential **gross-sections** measurements for 3,4 MeV neutron scattering from  $^{208}\text{Pb}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$  and  $^{239}\text{Pu}$  : Rep. NEANDC(E)-196-L, 1978.
6. Kikuchi Ya. Research of the best running conditions of nuclear codes for coupled channel calculations of neutron interaction with heavy deformed-nuclei: Rep. INDC(PR)-5/L, 1972.
7. Hayes S.R., Stoler P., Klement J.M. e.a. The total neutron cross-sections of uranium-238 from 0,8 to 30 MeV. - Nucl.Sci. and Engng, 1973, v.50, p.243.
8. Schwartz R.P., Schrack R.A., Heaton H.T. Total neutron cross-sections of  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$  and  $^{239}\text{Pu}$  from 0,5 to 15 MeV. - Ibid., 1974, v.54, p.322.
9. Poenitz W.F., Whalen J.F., Smith A.B. In: Total neutron cross-sections of heavy nuclei: Proc. of the Intern. conf.on nuclear data for sci and technology. Knoxville, 1979, p.698.
10. Trehaut J., Mosinski G. In: Measurement of  $(n, 2n)$  and  $(n, 3n)$  cross-sections for incident energies between 6 and 15 MeV: Proc. of a Conf. on nuclear cross-sections and technology. Washington, 1975, v.2, p.855.

11. Fehant J. Status of (n,xn) cross-section data at bruyeres-le-chatel in the actinide region: Rep. NEANDC(E)-211-L, 1981, p.29.
12. Veaser L.R., Arthur E.D. In: Measurements of (n,3n) cross-sections for  $^{235}\text{U}$  and  $^{238}\text{U}$ : Proc. of a Conf. nucl. phys. and nucl. data. Harwell, 1978, p.1054.

Статья поступила в редакцию 29 июля 1985 г.

УДК 621.039.519

ОЦЕНКА СРЕДНИХ ПАРАМЕТРОВ ИЗ ДАННЫХ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ РАЗРЕШЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ ДЛЯ  $^{238}\text{U}$

В.А.К о н ь ш и н, Н.К.С а л я х о в

THE EVALUATION OF THE AVERAGE RESONANCE PARAMETERS FOR  $^{238}\text{U}$  HAS BEEN OBTAINED. Evaluation of average parameters  $\langle D \rangle$ ,  $\langle g\Gamma_n^0 \rangle$ ,  $\langle S_0 \rangle$  was made using Fröhner's method for taking into account levels omitted. The analysis of resonance data was made for  $^{238}\text{U}$ . It can be concluded that due to existing considerable uncertainties in the number and widths of p-wave resonances for  $^{238}\text{U}$  the suggested dependence of the level density on parity is questionable.

Многообразие методов получения средних параметров определяет различие их оценок даже для одного и того же набора резонансных параметров [1]. В данной работе эта проблема решается путем совместного применения наиболее совершенных методов с последующим анализом результатов. Для оценки средних параметров в настоящее время применяются следующие аналитические методы:

- $\Delta_3$ -статистики [2];
- моментов распределения приведенных нейтронных ширин [3];
- максимального правдоподобия с учетом пропуска слабых резонансов [4,5];
- максимального правдоподобия с учетом пропусков слабых резонансов и резонансов по мультиплетности [6].

В основе этих методов лежит получение средних параметров по части данных, в которых предполагается отсутствие пропуска резонансов, с использованием некоторых или всех [6] следующих свойств набора резонансных параметров:

- энергетической независимости истинной плотности резонансов;
- спиновой независимости силовой функции  $S(l,J) = S(J)$ ;
- распределения приведенных нейтронных ширин по закону  $\chi^2$  с числом степеней свободы  $\nu=1$ ;
- распределения расстояний между резонансами по закону Вигнера.

В настоящей статье рассматриваются два наиболее совершенных из перечисленных методов: Кочевой [4] и Фрэнера [6]. Поэтому, лишь коротко коснувшись методов работ [2,3], основное внимание уделим методам работ [4,6] и применим их к анализу данных для  $^{238}\text{U}$  в области энергий разрешенных резонансов.

В методе  $\Delta_3$ -статистики [2] выделяется область отсутствия пропуска резонансов. Фактически определяется область линейной зависимости нарастающей суммы резонансов от энергии. Эта область задается специальным условием [2].

В методе работы [3] предполагается, что экспериментально определены все резонансы, приведенные ширины которых больше условной доли  $\alpha$  истинной средней ширины  $\langle g\Gamma_n^0 \rangle$ . Суть метода состоит в сопоставлении ожидаемого теоретического фактора, задаваемого через моменты распределения величиной  $\alpha$ , с его экспериментальным значением по числу ширин  $n_\alpha$ , для которых  $g\Gamma_n^0 \geq \alpha \langle g\Gamma_n^0 \rangle$ .

В методе работы [4] средние параметры определяются из условия максимума функции правдоподобия  $L(\langle g\Gamma_n^0 \rangle, \langle g\Gamma_n^1 \rangle, D^0, \bar{\nu})$ . Этот метод позволяет наряду с величинами  $\langle g\Gamma_n^0 \rangle$ ,  $\langle D^0 \rangle$  определить величину средней приведенной нейтронной ширины  $\langle g\Gamma_n^1 \rangle$  для p-волны и число степеней свободы

распределения нейтронных ширин. Предполагается, что все резонансы, ширины которых выше условного порога  $\eta(E)$ , замечены. Функция правдоподобия определяется как плотность вероятности того, что существует набор резонансов  $(E_i, g\Gamma_{n_i})$ , в котором число  $N_{\text{набл}}$  резонансов имеет ширины  $g\Gamma_{n_i} \geq \eta(E)$ , а ширины остальных резонансов лежат ниже порога.

Для упрощения численных и аналитических расчетов функция правдоподобия представляется в виде суммы независимых вкладов энергетических подынтервалов, т.е. вместо вероятности конкретного положения резонансов рассматриваются вероятности попадания данного числа их в подынтервал:

$$L(D^0, \text{list}) = \prod_{k=1}^m \left[ \prod_{i=1}^{n_k} (g\Gamma_{n_i} | \text{list}) (n_k | D^0, \text{list}) \right] = \prod_{i=1}^{N_{\text{набл}}} (g\Gamma_{n_i} | \text{list}) \prod_{k=1}^m (n_k | D^0, \text{list}), \quad (I)$$

где  $A|B$  - вероятность события  $A$  при условии, что произошло событие  $B$ ;  $\text{list}$  - набор параметров  $\langle g\Gamma_n^0 \rangle, \langle g\Gamma_n^1 \rangle, \nu$ ;  $n_k$  - число наблюдаемых резонансов в подынтервале  $k$ . Наличие зависящего от энергии порога  $\eta(E)$  учитывается введением так называемого усеченного  $\chi^2$ -распределения нейтронных ширин  $\Gamma_{n_i} \geq \eta(E)$  при определении явного вида (I). Для  $s$ -резонансного набора параметров функция правдоподобия имеет вид

$$L(\langle g\Gamma_n^0 \rangle, D^0, \nu) = \prod_{i=1}^{N_{\text{набл}}} \frac{\nu}{2 \langle g\Gamma_n^0 \rangle} \left( \frac{g\Gamma_{n_i}^0}{2 \langle g\Gamma_n^0 \rangle} \right)^{\nu/2 - 1} \prod_{k=1}^m \left[ \sum_{N > n} (N/D^0) \binom{N}{n} P_0^n (1-P)^{N-n} \right];$$

$$\binom{N}{n} = \frac{N!}{(N-n)! n!};$$

$$\alpha_0[\eta(E)] = \frac{1}{\Gamma(\nu/2)} \int_{\frac{\nu \eta(E)}{2 \langle g\Gamma_n^0 \rangle}}^{\infty} \exp(-z) z^{\nu/2 - 1} dz,$$

Здесь  $P_0$  - вероятность того, что данный резонанс имеет  $g\Gamma_{n_i} > \eta(E)$  (принято, что  $P_0 = \alpha_0[\eta(E)] = \text{const}$  для всего подынтервала);  $E$  - центр подынтервала;  $(N|D^0)$  - распределение возможного числа резонансов в подынтервале:  $(N|D^0) \approx \exp[(N - \langle N \rangle) / 2\sigma^2]$ , где  $\langle N \rangle = \Delta \epsilon_k / D^0$  ( $\Delta \epsilon_k$  - ширина подынтервала); дисперсия  $\sigma^2 = 0,203 [\ln(2\pi \Delta \epsilon_k / D^0) + 0,343]$ .

Для повышения надежности средних резонансных параметров целесообразно исследовать их зависимость от положения порога  $\eta(E)$  в области разумного изменения его параметров, которая в настоящей работе определялась при условии выполнения используемых в методе приближений, а также требования иметь не менее 80% исходной выборки в области  $g\Gamma_{n_i} > \eta(E)$ . В этом случае для определения дисперсий средних параметров можно воспользоваться выражениями

$$\sigma^2(\langle g\Gamma_n^0 \rangle) / \langle g\Gamma_n^0 \rangle^2 = 2/N; \quad \sigma^2(D^0) / (D^0)^2 = (0,8 + N - N_{\text{набл}}) / N_{\text{набл}}, \quad (2)$$

где  $N$  - оцененное число резонансов. Эти выражения справедливы только для  $s$ -резонансного набора.

Важным моментом оценки является выбор формы и высоты условного порога  $\eta(E)$ . Вид функции  $\eta(E)$ , с одной стороны, должен гарантировать отсутствие пропуска резонансов с  $g\Gamma_n \geq \eta(E)$ , с другой - сохранить достаточный объем выборки. В работе [5] принято следующее выражение:

$$\eta(E) = (AE^B + C)\sqrt{E}t,$$

где коэффициенты  $A, B, C$  выбираются при  $t=1$  из соображений соответствия  $\eta(E)$  реальному порогу регистрации резонансов по их нейтронной ширине. Зависимость результата от положения порога исследовалась при изменении одного параметра  $t$ . Очевидно, получение результатов, не зависящих от параметра  $t$ , является свидетельством их статистической надежности.

В методе работы [6], как и [4], значения средних параметров определяются из условия максимума функции правдоподобия. Отличие работы [6] заключается в учете пропуска резонансов вследствие их группировки. Вводится диффузность порога регистрации пиков, а параметр порога связывается с величиной  $D^0$ . Пропуск резонансов из-за мультиплетности пиков учитывается введением распределения их нейтронных ширин:

$$P(G)dG = (1-q)(1+V)\exp(-x)(\pi x)^{-1/2}dx,$$

где  $G = q\Gamma_n^0$ ;  $G_0 = \langle q\Gamma_n^0 \rangle$ ;  $x = G/2G_0$ ;  $V = z\sqrt{\pi}\exp(z^2)(1 + \operatorname{erf} z)$ ;  $z = q\sqrt{x}$ .

Долю  $q(E)$  расстояний между резонансами, меньших экспериментального порога разрешения, автор работы [6] представляет в виде

$$q(E) = \bar{q} \frac{\rho - \rho_0}{\rho - \rho_0}.$$

Здесь 
$$\bar{q} = \int_0^{D_c} P(D)dD$$

( $D_c$  - минимальное, разрешенное при эксперименте расстояние;  $P(D)$  - распределение расстояний между резонансами);  $\rho$  - истинная плотность резонансов;  $\rho_0(E)$  - наблюдаемая плотность пиков:

$$\rho_0(E) = \frac{dN(E)}{dE} = \rho_0 \left[ 1 - k \frac{2(\bar{E} - E)}{\Delta E} \right];$$

$\rho_0$  и  $k$  определяются из описания  $N(E)$  полиномом второй степени.

Получение средних параметров сводится к решению следующей системы уравнений, определяющей условие максимума функции правдоподобия:

$$1 - 1/N \sum_{i=1}^N \frac{\bar{U}_c}{S_i} \frac{\partial S_i}{\partial \bar{U}_c} = 0;$$

$$G^0 = \bar{G} \left[ 1 - 2/N \sum_{i=1}^N \left( \frac{G_0}{S_i} \frac{dS_i}{dG^0} + \frac{G^0}{1+V_i} \frac{\partial V_i}{\partial G^0} \right) \right]^{-1},$$

где  $\bar{U}_c = \rho_0 D^0 = \bar{\rho}_0 / \rho$ ;  $S_i$  - множитель, отражающий диффузность порога регистрации резонансов,

$$S_i = 1/2 \left( 1 - \tanh h \frac{U_i - \bar{U}_c}{k \bar{U}_c} \right).$$

В работе [7] сделана попытка обобщить основы метода на случай смешанного набора в- и р-резонансов.

Для оценки средних параметров  $^{238}\text{U}$  использованы оцененные резонансные параметры для 164 в-волновых и 280 р-волновых уровней, полученных в работе [8] в области энергий до 4,04 кэВ, и 428 резонансов, полученных в работе [9] в области до 4,04 кэВ. Из 302 резонансов, лежащих ниже 2 кэВ, к р-типу принадлежат 206 резонансов по данным работы [9] и 183 резонанса по данным работы [8]. Определение четности состояний с малой нейтронной шириной весьма сложно, и лишь для небольшого числа слабых резонансов их принадлежность к в- или р-типу с большей или меньшей степенью вероятности установлена на основе экспериментальных данных по различию спектров  $\mu$ -квантов захвата.

Поскольку средние приведенные нейтронные ширины в- и р-резонансов отличаются довольно сильно, для их разделения в работах [8,9] применен количественный критерий, основанный на теореме Байеса [все уровни с  $P(\rho, q\Gamma_n^0) < 0,5$  считались в-уровнями]. Различие в числе р-уровней, идентифицированных в работах [8,9], составляет около 10% (23 уровня) в области энергий ниже 2 кэВ. Это различие объясняется тем, что в работе [8] в отличие от [9] пять уровней с  $P(\rho, q\Gamma_n^0) > 0,5$  считались в-уровнями для того, чтобы удовлетворить условию  $\Delta_3$ -статистики в области 0-2 кэВ; кроме того, все уровни, которые наблюдаются в подбарьерном делении, считались принадлежащими к в-типу.

На рис. 1 приведены нарастающие суммы резонансов  $s$ - и  $p$ -типа по оцененным данным работ [8,9]. Видны существенные различия в углах наклона одноименных кривых. Различие данных [8,9] можно заметить на диаграммах распределения приведенных нейтронных ширин (рис.2) и особенно на диаграммах распределения ширины  $p$ -резонансов в единицах  $q\Gamma_n^1$  (рис.3, где  $q\Gamma_n^1 = q\Gamma_n / \{(k_0 R)^2 / [1 + (k_0 R)^2]\}$ ).

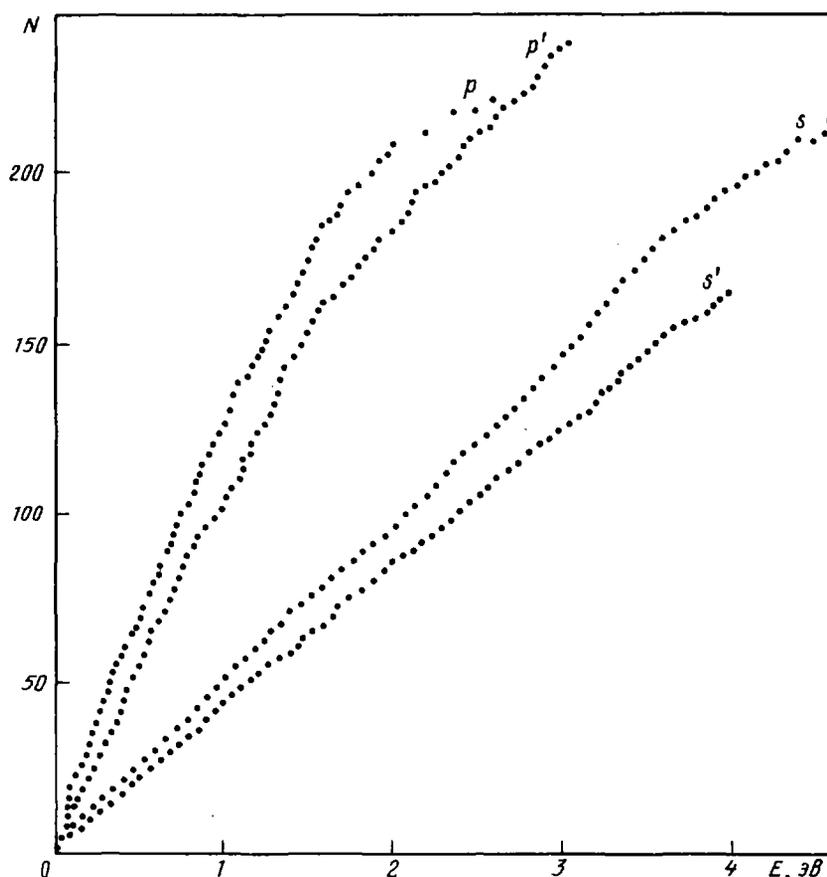


Рис.1. Нарастающие суммы  $s$ - и  $p$ -резонансов  $^{238}\text{U}$  [8], а также  $s'$ - и  $p'$ -резонансов  $^{238}\text{U}$  [9]

На рис. 4, а, б, в представлены средние значения  $\langle q\Gamma_n^0 \rangle$  для  $s$ - и  $p$ -волны и значения  $\langle D \rangle$  для  $s$ -волны в зависимости от параметра  $\alpha$ , полученные из анализа данных работы [9] с помощью метода работы [4]. Видна зависимость средних значений  $\langle q\Gamma_n^0 \rangle_1$  и  $\langle q\Gamma_n^0 \rangle$  от параметра  $\alpha$ , особенно в области, где существенно предположение метода работы [4] о том, что  $D_0/D_1 \approx 3$  (см. рис. 4, а).

Анализ  $p$ -резонансной части отдельно методами работы [4] (рис.5) и работы [6] подтверждает представление о том, что для данных работы [9] указанное соотношение не выполняется.

Результаты анализа  $s$ -резонансной части [9] методом работы [6] по различным энергетическим интервалам (рис.6) согласуются с тем представлением, что использованный метод дает возможность учесть пропуск резонансов из-за мультиплетности пиков, а метод работы [4] не дает такой возможности.

Результаты оценок средних значений параметров приведены в табл.1. В отличие от работ [4,5] в качестве ошибок оценок соответствующих параметров были взяты усредненный по интервалам изменений  $t$  разброс результатов для метода работы [4] и колебания оценок при подборе коэффициентов аппроксимирующей параболы по разным энергетическим интервалам для метода работы [6]. При выведении итоговых оценок средних величин за основу брали значения, полученные в наиболее узких энергетических интервалах, обладающих в то же время достаточно богатым объемом выборки. На основе этих

результатов можно принять следующие значения средних параметров, полученных по оцененным данным работы [9]:  $\langle g\Gamma_n^0 \rangle = (1,90 \pm 0,20) \cdot 10^{-3}$  эВ (для  $s$ -волны  $g=1$ );  $\langle D_0 \rangle = (19,2 \pm 0,5)$  эВ;  $\langle g\Gamma_n \rangle_1 = (1,55 \pm 0,17) \cdot 10^{-3}$  эВ;  $\langle D \rangle_1 = (4,5 \pm 0,25)$  эВ. Эти значения можно сравнить со средними значениями, которые приводятся авторами работы [8]:  $\langle g\Gamma_n^0 \rangle = (2,3 \pm 0,23) \cdot 10^{-3}$  эВ;  $\langle D \rangle_0 = 20,8 \pm 0,6$  эВ;  $\langle \Gamma_n \rangle_1 = 2,1 \cdot 10^{-3}$  эВ;  $\langle D \rangle_1 = 4,4 \pm 0,4$  эВ. Очевидно, полученным значениям  $\langle D \rangle_0$  и  $\langle D \rangle_1$  соответствует отношение  $\langle D \rangle_0 / \langle D \rangle_1 \approx 4$ .

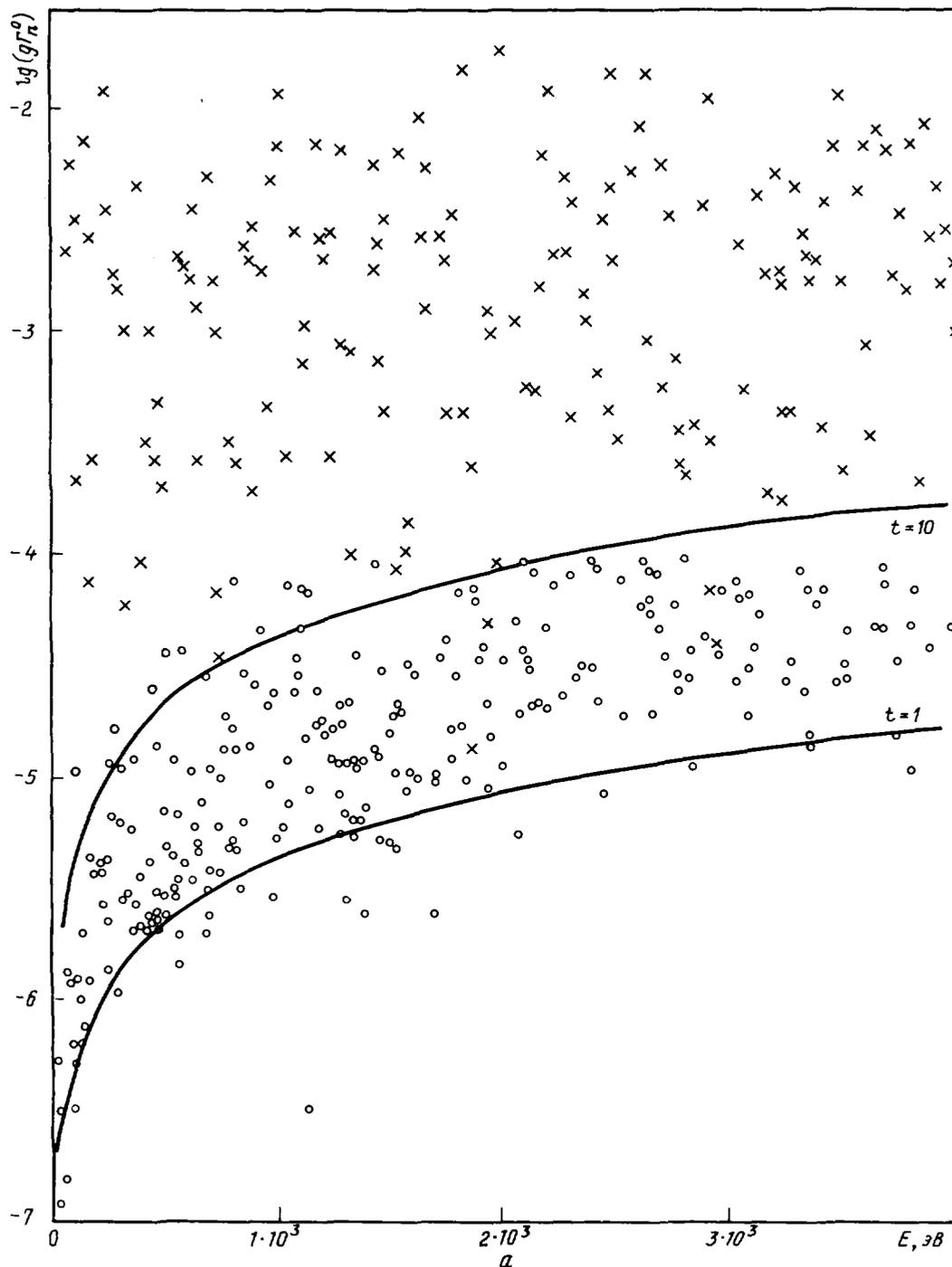


Рис.2. Приведенные нейтронные ширины  $s$ -уровней (x) и  $p$ -уровней (o) для  $^{238}\text{U}$  по данным работы [8] (a) и работы [9] (б). Сплошные кривые - различные уровни условного порога регистрации резонансов

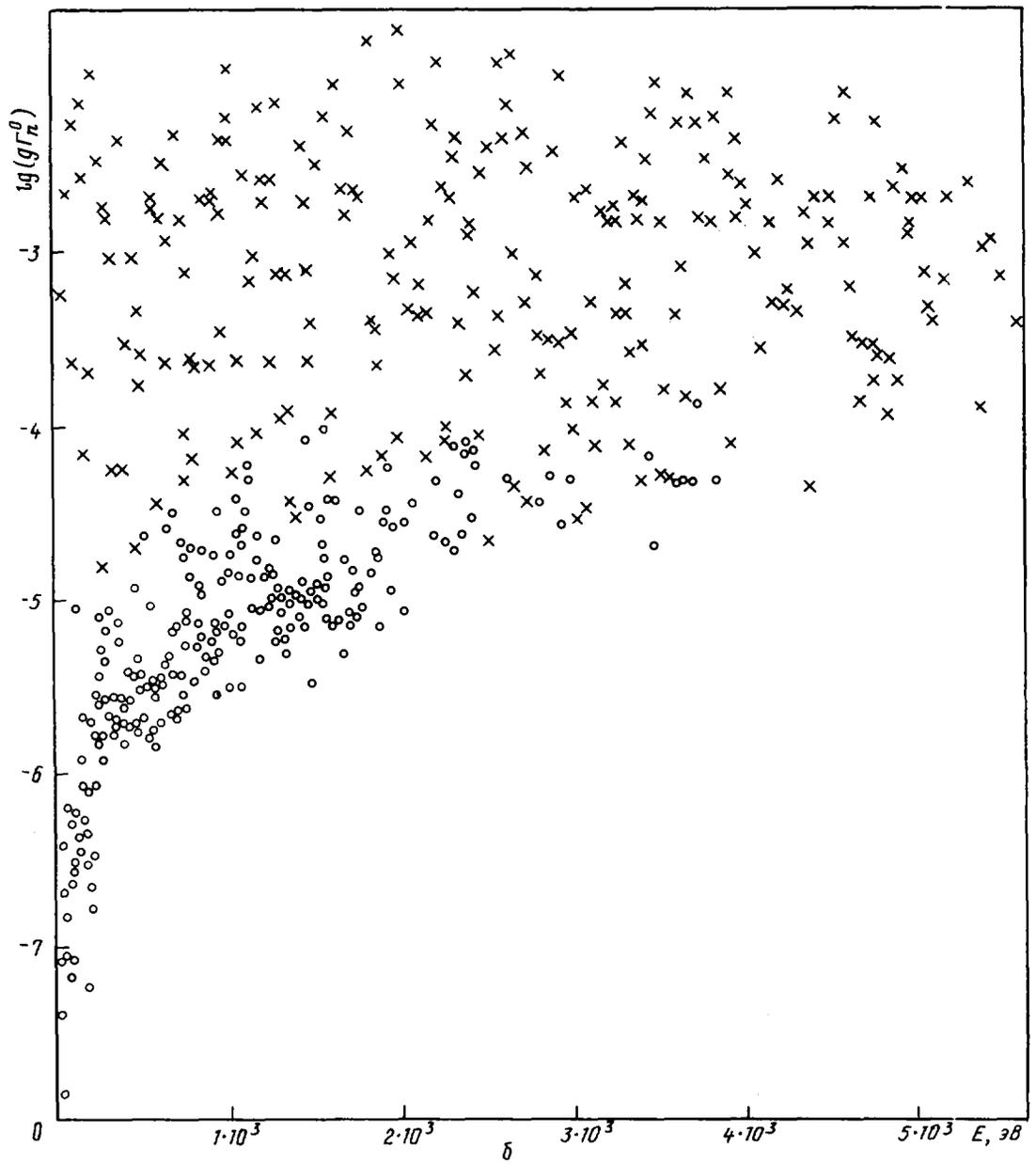


Рис.2. Окончание

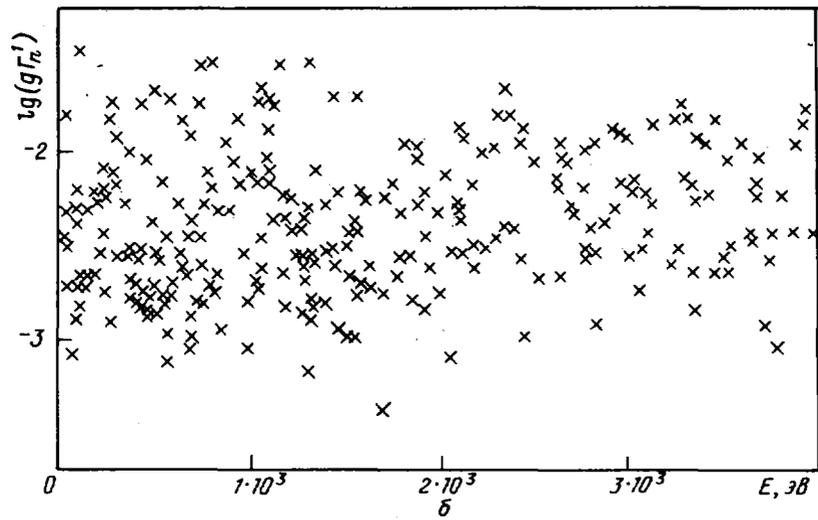
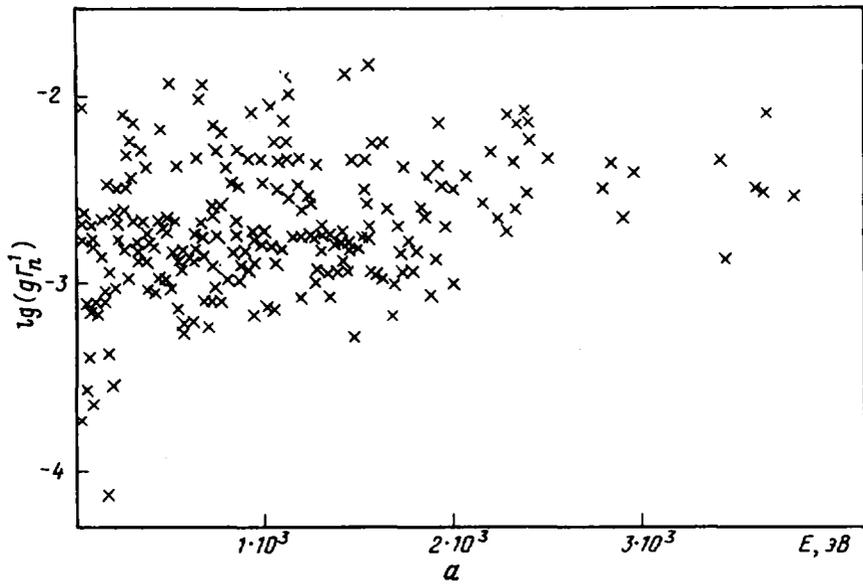


Рис.3. Приведенные в единицах  $g\Gamma_n^1$  нейтронные ширины p-резонансов  $^{238}\text{U}$  по данным работы [8] (а) и работы [9] (б)

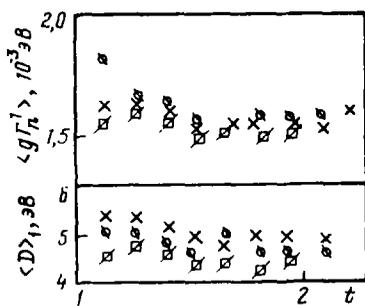
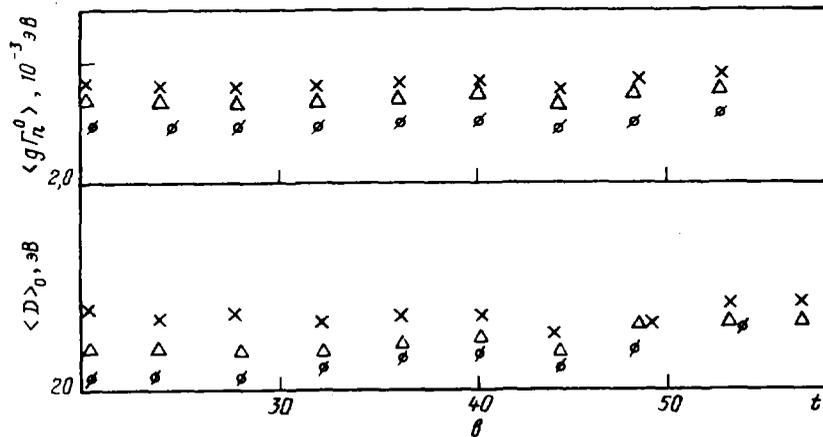
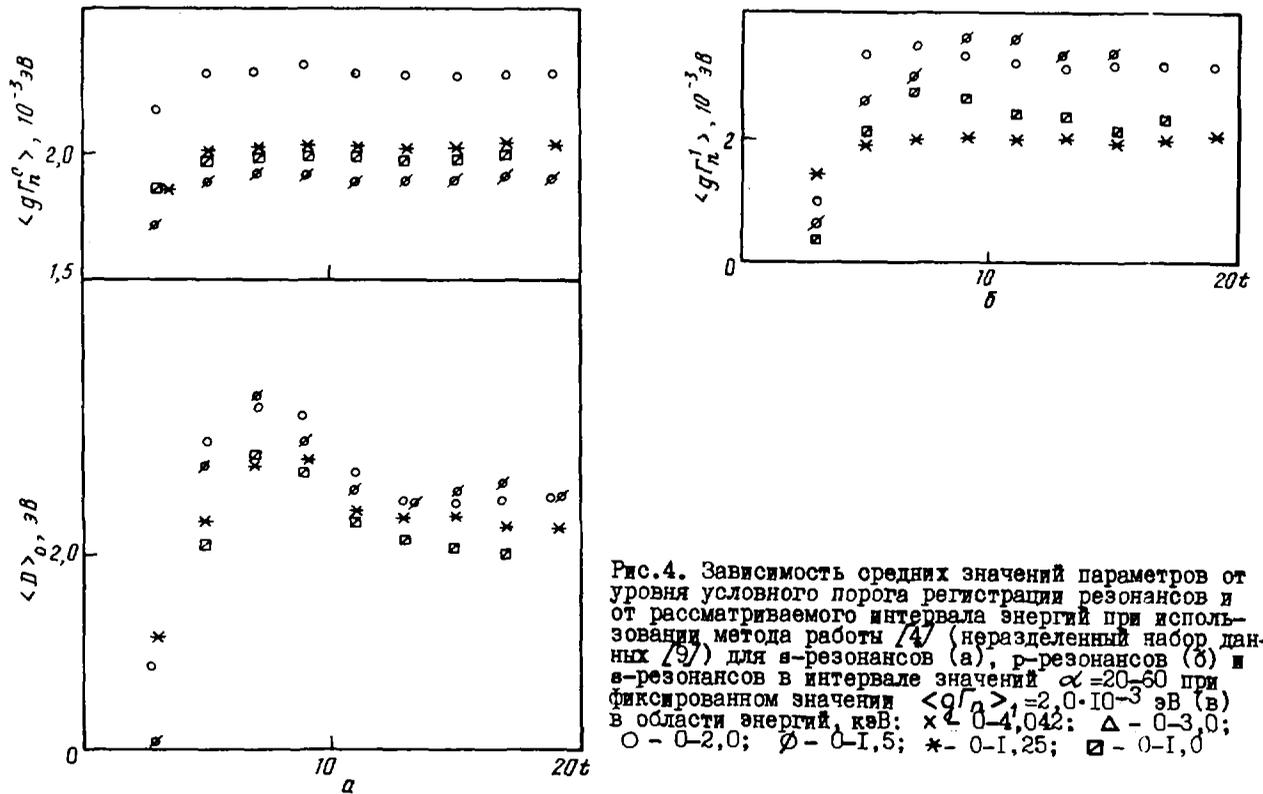


Рис.5. Результаты применения метода работы [4] к набору s-резонансов  $^{238}\text{U}$  по данным работы [9] для различных интервалов энергий, кэВ:  $\emptyset$  - 0-1,5; x - 0-1,0;  $\square$  - 0-0,8

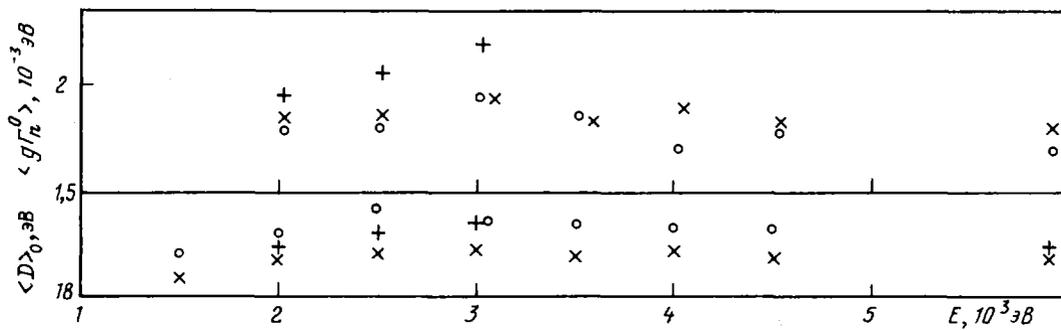


Рис.6. Результаты применения метода работы [6] к набору s-резонансов  $^{238}\text{U}$  по данным работы [9] для различных энергетических интервалов, где коэффициенты параболы, аппроксимирующей нарастающую сумму s-резонансов, выбираются по интервалам, кэВ: x - 0-5,756; + - 0-3,0; o - 0-2,5

Результат оценки средних параметров для  $^{238}\text{U}$ , полученных при анализе данных работ [8,9]

Таблица I

Параметр	Интервал энергий, кэВ	Метод Кочевой [4] применительно к данным работ		Метод Фрэнера [6] применительно к данным работ	
		[8]	[9]	[8]	[9]
$\langle D \rangle_0, \text{эВ}$ (s-волна)	0-1,0	20,5±0,5	20,4±0,4	-	-
	0-1,5	21,4±0,6	21,3±0,3	-	18,7±0,5
	0-2,0	21,5±0,7	21,0±0,3	-	19,0±0,3
	0-2,5	-	20,6±0,5	21,9±0,4	19,2±0,5
	0-3,0	21,2±0,3	20,8±0,3	21,98±0,40	19,2±0,4
	0-3,5	21,5±0,3	-	22,1±0,4	19,0±0,5
	0-4,0	21,3±0,25	21,5±0,3	22,1±0,4	19,2±0,3
$\langle q\Gamma_n^0 \rangle, 10^{-3} \text{эВ}$ (s-волна)	0-1,0	2,00±0,15	1,98±0,10	-	-
	0-1,5	1,75±0,10	1,90±0,10	-	1,50±0,30
	0-2,0	1,98±0,15	2,30±0,15	-	1,88±0,12
	0-2,5	-	2,25±0,10	2,30±0,15	1,90±0,15
	0-3,0	2,5±0,15	2,35±0,15	2,45±0,15	2,00±0,15
	0-3,5	2,50±0,15	2,40±0,15	2,50±0,15	1,82±0,15
	0-4,0	2,50±0,15	2,40±0,15	2,55±0,15	1,80±0,15
$\langle q\Gamma_n \rangle_1, 10^{-3} \text{эВ}$ (p-волна)	0-1,0	3,15±0,25	2,00±0,10	-	-
	0-1,5	3,90±0,25	1,90±0,10	-	-
	0-2,0	3,90±0,50	2,30±0,10	-	-
	0-2,5	-	-	-	-
	0-3,0	3,75±0,25	-	-	-
	0-3,5	3,90±0,15	-	-	-
	0-4,0	3,60±0,25	-	-	-
$\langle q\Gamma_n \rangle_1, 10^{-3} \text{эВ}$ (p-волна, отдельный файл p-резонансов)	0-1,0	3,50±0,40	1,55±0,10	2,50±0,25	1,64±0,15
	0-1,5	3,75±0,25	1,58±0,10	2,25±0,20	1,56±0,15
	0-2,0	3,50±0,30	1,55±0,15	1,90±0,35	1,40±0,20
	0-2,5	3,60±0,25	-	-	-
$\langle D \rangle_1, \text{эВ}$ (p-волна, отдельный файл p-резонансов)	0-1,0	7,0±0,8	-	6,50±0,60	4,75±0,25
	0-1,5	6,5±0,5	-	7,25±0,40	4,55±0,30
	0-2,0	7,0±0,5	-	6,75±0,30	4,22±0,40
	0-2,5	7,5±0,5	-	-	-

Примечание. Метод работы [6] применим только к отдельному набору s- или p-резонансных параметров.

Применение метода работы [4] к набору резонансных параметров из работы [8] показало слабую зависимость средних параметров  $s$ - и  $p$ -волны от параметра порога регистрации  $\eta(E)$  (рис.7). Применение метода Фрэнера [6] к  $s$ -резонансной части [8] показало слабый пропуск резонансов по группировкам. Среднее значение  $\langle D \rangle_0$  оказалось равным  $(21,7 \pm 0,4)$  эВ, а  $\langle q\Gamma_n^0 \rangle = (2,43 \pm 0,15) \times 10^{-3}$  эВ. Применение метода работы [6] к  $p$ -резонансной части данных работы [8] показывает в целом согласие с представлением о пропуске резонансов по группировкам для  $p$ -резонансов. Расчеты дали значения  $\langle D \rangle_1 = (6,9 \pm 0,4)$  эВ,  $\langle q\Gamma_n \rangle_1 = (2,25 \pm 0,25) \cdot 10^{-3}$  эВ. Очевидно выполнение соотношения  $\langle D \rangle_0 / \langle D \rangle_1 \approx 3$ . Результаты оценок методами работ [4,6] приведены в табл.1.

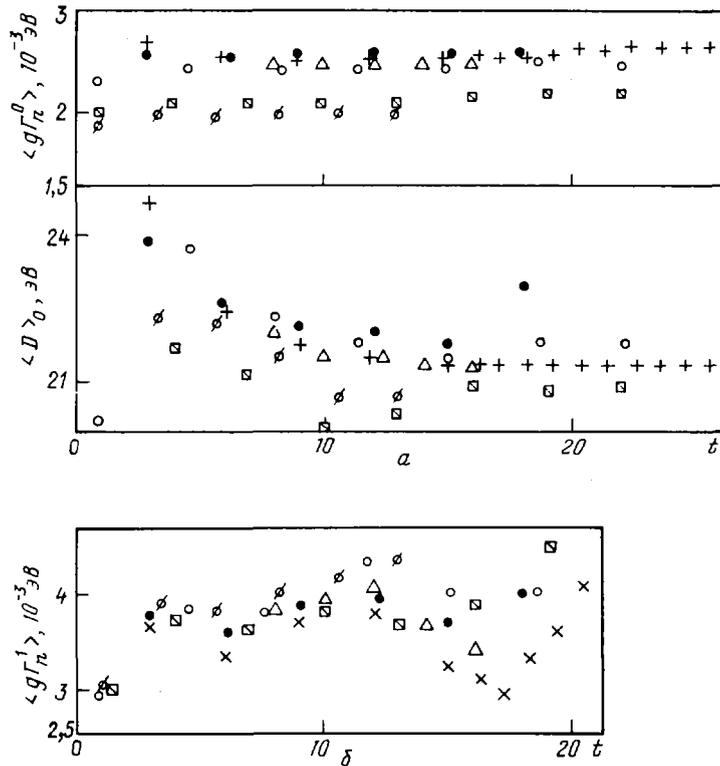


Рис.7. Результаты применения метода работы [4] к набору резонансных параметров  $^{238}\text{U}$  по данным работы [8]. Параметр  $\alpha$  для  $s$ -резонансов (а) и  $p$ -резонансов (б) в области энергий, кэВ: + - 0-4,023;  $\Delta$  - 0-3,5;  $\bullet$  - 0-3,0;  $\circ$  - 0-2,0;  $\phi$  - 0-1,5;  $\square$  - 0-1,0.

Анализ данных работ [8,9] указывает на то, что причины различия в отношениях оцененных величин  $\langle D \rangle_0 / \langle D \rangle_1$  (примерно 3 в работе [8] и 4 в работе [9]) заключены не в тех или других методах анализа данных, а в самих исходных данных. В частности, значения ширин  $p$ -резонансов, приведенных в работе [9], в 2,0-2,5 раза меньше, чем в работах [8,10] (табл.2). Правда, в работе [10] приводятся значения  $\Gamma_n$ , но не указывается, каким способом получены спины  $p$ -уровней. Это заставляет предположить, что в указанных работах приводятся фактически значения  $q\Gamma_n$ , а не  $\Gamma_n$ . В работе [9] приведены значения  $q\Gamma_n$  и определены  $\Gamma_n$  с помощью случайного розыгрыша спинов  $p$ -резонансов в предположении, что плотность уровней пропорциональна  $(2J+1)$ . Но даже и в этом случае, если сравнивать  $q\Gamma_n$ , оказывается, что ширины  $p$ -резонансов, приведенные в работе [9], в среднем на 20-30% меньше, чем ширины, которые приведены в работах [8,10]. Число идентифицированных  $s$ -резонансов для области энергий до 2 кэВ в оценке работы [9] больше, чем в работе [8], на 23 резонанса. Поэтому ввиду значительных неопределенностей в числе  $p$ -резонансов и в их ширине нет достаточных оснований в рамках данной работы сделать окончательный вывод об истинном отношении  $\langle D \rangle_0 / \langle D \rangle_1$ .

Таблица 2

Сравнение ширины р-резонансов для  $^{238}\text{U}$ , эВ

E <sub>r</sub> , эВ	Данные работ		
	/8/	/9/	/10/
4,41	0,1121 - 06	0,0550 - 06 (0,1100 - 06)	0,110 - 06
10,22	0,1674 - 05	0,080 - 05 (0,1600 - 05)	0,1670 - 05
11,32	0,4002 - 06	0,180 - 06 (0,3600 - 06)	0,420 - 06
16,30	0,4966 - 07	0,5300 - 07 (0,5300 - 07)	0,5000 - 07
19,52	0,1393 - 05	0,0600 - 05 (0,1200 - 05)	0,1170 - 05
45,166	0,1963 - 05	0,065 - 05 (0,1300 - 05)	-
49,626	0,9691 - 06	0,6000 - 06 (0,6000 - 06)	-
57,100	-	0,5000 - 06 (0,5000 - 06)	-
63,505	0,1031 - 04	0,0300 - 04 (0,0600 - 04)	0,1600 - 04
72,780 (72,60)	0,1000 - 04	0,0300 - 04 (0,0600 - 04)	-
74,380	0,2700 - 05	0,2000 - 05 (0,2000 - 05)	-
83,683	0,1081 - 04	0,035 - 04 (0,0700 - 04)	0,1400 - 04
89,289	0,9489 - 04	0,8900 - 04 (0,8900 - 04)	0,9900 - 04
90,976	0,6000 - 05	-	-
93,097 (93,25)	0,5932 - 05	0,1700 - 05 (0,3400 - 05)	-
93,174	0,4800 - 05	0,3000 - 05 (0,3000 - 05)	-
111,205	0,8399 - 05	0,2400 - 05 (0,4800 - 05)	1,0000 - 05
121,5	-	0,3000 - 05 (0,6000 - 05)	-
124,975 (124,600)	0,2208 - 04	0,0850 - 04 (0,1700 - 04)	0,2600 - 04
127,40	-	0,5000 - 05 (0,5000 - 05)	-
133,292	0,8651 - 05	0,6200 - 05 (0,2400 - 05)	-

$E_r, \text{эВ}$	Данные работ		
	[8]	[9]	[10]
136,0	-	0,6000 - 05 (0,6000 - 05)	-
152,419	0,5075 - 04	0,1800 - 04 (0,3600 - 04)	0,5000 - 04
158,90	0,1533 - 04	0,1000 - 04 (0,1000 - 04)	0,2000 - 04
173,187	0,4677 - 04	0,1500 - 04 (0,3000 - 04)	0,5000 - 04

П р и м е ч а н и е. В скобках графы 3 приведено значение  $g\Gamma_n$ .

Важным критерием обоснованности получаемых оценок является самосогласованность результатов, отсутствие которой может быть следствием двух причин: некорректного применения методов оценки средних параметров, несоответствия данных исходным предположениям метода.

Можно заметить, что результаты оценки  $\langle g\Gamma_n \rangle_1$  (полученные методом Кочевой [4] для данных работы [8]), проведенной как по смешанному  $\alpha$ -,  $\rho$ -файлу, так и по чисто  $\rho$ -резонансному набору, практически совпадают, чего нельзя сказать о результатах такой же оценки в случае данных Николаева и др. [9]. После тщательного анализа результатов первая из возможных причин такой несогласованности была отброшена. Можно сделать вывод, что указанное несовпадение оценок  $\langle g\Gamma_n \rangle_1$  для данных работы [9] - результат несоответствия предположению метода работы [4] о том, что  $\langle D \rangle_0 / \langle D \rangle_1 \approx 3$ . Возможно, если бы разделение резонансов по четности в работе [9] было сделано полностью, то самосогласованность была бы достигнута.

Из изложенного можно сделать следующие выводы:

1. Использование методов введения поправок на пропуск уровней из-за малости ширины и мультиплетности пиков позволяет повысить точность средних значений параметров. Совместное использование методов работ [4,6] повышает надежность оценки средних параметров.

2. Вопрос о зависимости плотности резонансов  $^{238}\text{U}$  от четности можно решить лишь постановкой более точного эксперимента, который должен устранить неоднозначную интерпретацию данных при получении резонансных параметров.

Если же взять за исходные параметры данные работ [8,9], то можно с достоверностью утверждать, что в первом случае имеем  $\langle D \rangle_0 / \langle D \rangle_1 \approx 3$ , а во втором  $\langle D \rangle_0 / \langle D \rangle_1 \approx 4$ .

#### Список литературы

1. Ribon P. Intercomparison of methods used to determine average parameters from sets of resonance parameters: Rep. NEANDC(E)-213-AL. Saclay, 1980, p.1-6 and Rep. NEANDC(E)-213-AL. Saclay, 1981, p.1-12.
2. Dyson F.T., Mehta M.L. Statistical theory of the energy levels of complex systems. - J.Math. Phys., 1963, v.4, p.701-719.
3. Moore M.S., Moses I.D., Keyworth G.A. e.a. Spin determination of resonance structure in ( $^{235}\text{U}+n$ ) below 25 keV. - Phys.Rev., 1978, v.018, p.1328-1348.
4. Coceva C., Stefanon M. Experimental aspects of the statistical theory of nuclear spectra fluctuations. - Nucl.Phys., 1979, v.315, p.1-20.
5. Delfini G., Gruppoelaar H. Maximum likelihood analysis of resolved resonance parameters for some fission product nuclides. - In: Proc. of the Specialists meeting on neutron cross-sections of fission product nuclei (Italy, Bologna, 1979). - Regione Technica Interna, 1979, p.169-178.

6. Fröhner F.H. Level density estimation with account of unrecognized multiplets applied to uranium and plutonium resonance data. - In: Proc. of the IAEA Consultants meeting on uranium and plutonium isotope resonance parameters (Vienna, 1981). Vienna: IAEA, 1981, p.103-111.
7. Fröhner F.H. Statistical inference of level densities from resolved resonance parameters. - In: Proc. of the IAEA advisory group meeting on basic and applied problems of nuclear level densities (Brookhaven, 1983). Brookhaven, 1983, p.219-244.
8. De Saussure G., Olsen D.K., Perez R.B. e.a. Evaluation of the  $^{238}\text{U}$  neutron cross-sections for incident neutron energies up to 4 keV. - Progr.Nucl. Energy, 1979, v.3, p.87-124.
9. Николаев М.Н., Абагян Л.П., Корчагина Ж.А. и др. Нейтронные данные для урана-238. Ч.1. Обнинск: ФЭИ, 1978.
10. Poortmans F., Mewissen L., Rohr G. e.a. Resonance parameters of  $^{238}\text{U}$  below 4,2 keV. - Proc. of the IAEA consultant meeting on uranium and plutonium isotope resonance parameters. Vienna: IAEA, 1981, p.125.

Статья поступила в редакцию 29 июля 1985 г.

УДК 621.170.013

К ВОПРОСУ ОБ ОЦЕНКЕ НЕЙТРОННЫХ ДАННЫХ  $^{238}\text{U}$  В РЕЗОНАНСНОЙ ОБЛАСТИ

А.А.В а н ь к о в

ON THE EVALUATION OF  $^{238}\text{U}$  NEUTRON DATA IN THE RESONANCE REGION. Some questions on the  $^{238}\text{U}$  neutron data evaluation and group constants generation in the resolved and unresolved resonance regions are discussed in connection with working out the NDC neutron data file library for the reactor materials.

Резонансная область для  $^{238}\text{U}$  условно может быть определена границами  $4,65 \text{ кэВ} \leq E_n \leq 100 \text{ кэВ}$  (область неразрешенных резонансов) и  $E_n < 4,65 \text{ кэВ}$  (область разрешенных резонансов). Точка 100 кэВ выбрана несколько произвольно из соображений малости резонансных эффектов и целесообразности перехода от R-матричной модели описания нейтронных сечений к модели оптического потенциала при больших энергиях нейтронов. Естественно, что в некоторой промежуточной области должна проводиться "стыковка" обеих моделей. В связи с подготовкой файла данных  $^{238}\text{U}$  для включения в библиотеку Центра по ядерным данным Госкомитета по использованию атомной энергии СССР (Обнинск) возникает вопрос о выборе модели нейтронных сечений и надежности существующих оценок модельных параметров, таких, как силовые функции и средние резонансные параметры (нейтронные и радиационные ширины, расстояния между резонансами).

Область разрешенных резонансов. Практика показала, что одноуровневый брейт-вигнеровский формализм удовлетворительно описывает резонансные сечения  $^{238}\text{U}$ . Однако если иметь в виду желательность единого представления резонансных сечений делящихся и четно-четных нуклидов, то следует признать целесообразным иметь также оценку параметров в s-матричном (адлер-адлеровском) формализме.

Упомянутый выше файл нейтронных данных  $^{238}\text{U}$  для резонансной области основан на брейт-вигнеровской модели. Соответствующие оценки параметров разрешенных резонансов и средних резонансных параметров описаны в работах [1-3]. Основное замечание по этим оценкам заключается в том, что они основаны на публикациях до 1978 г. и нуждаются в пересмотре с учетом более поздних данных. Так, вопрос о надежности современных оценок параметров s-резонансов обсуждается в работе [4], откуда следует, что изменения могут достигать по крайней мере 10%. Более серьезным является вопрос об оценках параметров p-резонансов. Старые оценки [1-3] нейтронных ширин p-резонансов сильно расходятся с данными других работ, например [5,6]. Наблюдаются различия вплоть до порядка величины. Поэтому вывод авторов [1-3] о том, что нейтронные ширины наблюдаемых p-резонан-

сов не описываются распределением Портера – Томаса, становится необоснованным. Например, из содержания работы [7] следует, что современные данные о  $p$ -резонансах не противоречат закону Портера – Томаса. По этой же причине оценки средних резонансных параметров, сделанные в работе [8], не соответствуют схеме оценки [1–3]. Приходится отрицать цепочку последующих предположений, сделанных в свое время авторами [1–3], о значительном пропуске  $p$ -уровней, о зависимости плотности уровней для  $^{238}\text{U}$  от четности, о зависимости радиационной ширины от орбитального момента. Основанием для таких предположений в настоящее время может служить только прямой экспериментальный материал, но таковой отсутствует.

Область неразрешенных резонансов. В работах [1–3] были приняты средние резонансные параметры: для  $s$ -нейтронов  $D_{1/2^+} = 20,8$  эВ,  $\bar{\Gamma}_p = 23,5$  мэВ,  $R_0 = 9,35$  фм<sup>2</sup>; для  $p$ -нейтронов  $D_{1/2^-} = 13,2$  эВ,  $\bar{\Gamma}_p = 13,2$  мэВ,  $R_1 = 4,5$  фм (в некоторых вариантах 6,9 фм). В большинстве работ по данным об  $^{238}\text{U}$  эти параметры принимаются одинаковыми для  $s$ - и  $p$ -нейтронов. Дело в том, что теоретические модели не приводят к необходимости введения спиновой зависимости плотности уровней для такого ядра, как  $^{238}\text{U}$ , а надежных данных о радиационных ширинах  $p$ -резонансов не существует. Положение с радиусом потенциального рассеяния  $R$  более сложное. По мнению авторов работы [8], более "наблюдаемым" эффектом является зависимость радиуса  $R$  не от орбитального момента, а от энергии нейтрона.

Возникает вопрос о том, как влияют обсуждаемые различия (оценок средних резонансных параметров [1–3, 8]) на расчетные функционалы. Прежде всего это сказывается на факторах резонансного самоэкранирования и их температурных приращениях. Например, температурные приращения эффективно сечения поглощения будут отличаться на величину вплоть до 30% [9].

Оценка среднего сечения радиационного захвата. В существующей системе групповых констант БНАБ-78 [3] в области неразрешенных резонансов сечения  $\sigma_{\text{г}}$  занижены по сравнению с микроскопическими оценками для согласования с интегральными данными. Этим достигается некоторая компенсация ошибок, возникающих при интерпретации интегральных данных. Подобное обстоятельство необходимо учитывать при организации библиотеки файлов. Одним из способов учета интегральных данных, например на первом этапе внедрения файлов, может быть введение корректирующих коэффициентов в расчетные групповые константы при их получении в программах обработки файлов. Пока что проблема корректной организации файла остается открытой. К сожалению, не получено кардинального решения этой важной проблемы: не вскрыты первопричины расхождения. Учитывая, что при тестировке файлов оцененных нейтронных сечений по результатам интегральных экспериментов наблюдаются расхождения других функционалов (нейтронных спектров, реактивностей образцов, в том числе  $^{238}\text{U}$  и др.), а также учитывая сложную процедуру введения различных поправок, можно ожидать, что более тщательный анализ интегральных данных приведет к их сближению с соответствующими величинами, рассчитанными на основе файлов. Однако в настоящий момент не ясно, можно ли использовать для практических задач рассчитанные по файлу средние сечения радиационного захвата без их искажения корректирующими множителями.

#### Список литературы

1. Николаев М.Н., Абагян Л.П., Корчагина Ж.А. и др. Нейтронные данные для урана-238. Ч.1. Обнинск: ФЭИ, 1978; Николаев М.Н., Базаянц Н.О., Горбачева Л.В. То же, ч.2, 1979.
2. Мантуров Т.Н., Николаев М.Н. Оценка сечения радиационного захвата урана-238 в области неразрешенных резонансов: Препринт ФЭИ-666. Обнинск, 1976.
3. Абагян Л.П., Базаянц Н.О., Николаев М.Н., Цибуля А.М. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. М.: Энергоиздат, 1981.
4. De Saussure G., Smith A.B.  $^{238}\text{U}$  Issues resolved and unresolved. - In: Nucl. data for sci. and technol.: Proc. of the Intern. conf. (Antwerp, 1982). Holland, 1983, p.9-20.
5. Poortmans F., Mewissen L. e.a. Resonance parameters of  $^{238}\text{U}$  below 4,2 keV. - In: Proc. of IAEA Consultants meeting on U and Pu isotopes resonance parameters. Vienna, 1981, p.112-123.
6. Moxon M.C., Jolly J.E. The neutron capture cross-section of  $^{238}\text{U}$ . - Ibid., p.124-135.

\* Фемтометр равен  $10^{-15}$  м.

7. De Saussure G. Progress in nuclear energy, 1979, v.3, p.87.
8. Ваньков А.А., Гостева Л.С., Украинцев В.Ф. Анализ экспериментов по пропусканию для  $^{238}\text{U}$  в области неразрешенных резонансов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1983, вып.3(52), с.27-32.
9. Ваньков А.А., Воропаев А.И., Чужлова О.П. Влияние уточнения ядерных данных  $^{238}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  на расчетные характеристики тестовой модели быстрого реактора. - Атомная энергия, 1985, т.58, вып.6, с.463.

Статья поступила в редакцию 29 июля 1985 г.

УДК 539.172.4

ПРОПУСКАНИЕ НЕЙТРОНОВ В ДИАПАЗОНЕ ЭНЕРГИЙ 10 кэВ - 2,5 МэВ  
ДЛЯ ПРИРОДНОГО УРАНА

В.В.Филиппов

THE NEUTRON TRANSMISSION OF NATURAL URANIUM IN ENERGY RANGE 10 keV - 2.5 MeV. Transmission nonexponentiality values obtained in 9 cycles with  $T(p,n)^3\text{He}$  neutrons are summed. The comparison with other authors data is carried out. The BNAB-78 values of group total section and self-shielding factor above 10 keV are confirmed.

**В** настоящей работе результаты измерений полного сечения урана при энергиях выше 10 кэВ, выполненных ранее [1-3], оценены с использованием реакции  $T(p,n)$  при изменении толщины образца. Экспериментальные устройства на основе электростатических генераторов Ван-де-Граафа для проведения измерений под углами 100-140° к пучку протонов (при энергиях нейтронов ниже 350 кэВ) и в направлении пучка протонов (для энергий выше 300 кэВ) описаны ранее [1-3].

В условиях "хорошей геометрии" для энергетических интервалов 10-300 кэВ, определяемых преимущественно толщиной используемой тритий-титановой мишени, измерено уменьшение скорости счета детектора (батарея борных счетчиков в парафине), вызванное введением образца в коллимированный пучок. Использованы металлические образцы урана диаметром 46 мм и плотностью  $0,0473 \cdot 10^{24}$  атом/см<sup>3</sup>. Функции пропускания определены (табл.1) с точностью от 0,7-1,5% для первых значений толщин (0,3-1 см) до 5-10% для последних значений. Контрольные измерения функций пропускания, выполненные для полиэтилена и бериллия при энергиях ниже 200 кэВ и для вольфрама и молибдена при энергиях выше 1 МэВ, показали, что фон не зависит от толщины образца, а его основными компонентами являются собственный фон детектора и фон, обусловленный неидеальностью борводяной защиты. Уровень фона менялся от 0,009 до 0,002 скорости счета в открытом пучке для  $E < 0,35$  МэВ и от 0,0005 до 0,001 для более высоких энергий [2].

В последующий анализ включены лишь те точки, в которых поправка на фон не превышала 40%. Всего проанализировано 1069 величин пропускания, измерявшихся при 136 значениях энергии (от 5 кэВ до 3,0 МэВ) для 31 значения толщины образца (от 0,3 до 25 см). Большая часть анализируемых значений пропускания нейтронов показана на рис.1, где линии проведены по точкам, относящимся к одной толщине образца. Рис.2 иллюстрирует степень воспроизводимости в разных сериях измерений (показаны различными значками) наблюдаемого сечения для указанных толщин образца. Точками для толщины 4 см показаны результаты работы [1]. В верхней части рисунка представлены также истинные величины среднего полного се-

Таблица 1

Некоторые характеристики измерения функций пропускания нейтронов

Номер серии измерения	Толщина мишени, мг/см <sup>2</sup>	Угол отбора нейтронов, град	Число значений		Диапазон толщин образцов, см
			энергий	толщин	
1	0,11	100	12	12	0,5-13
2	0,32	100	5	10	0,5-13
3	0,62	100	6	11	0,5-13
4	0,71	120	10	21	0,5-16
5	0,74	139	12	18	0,3-13
6	0,62	139	55	1	4
7	1,8	0	5	10	1-23
8	2,6	0	17	11	1-18
9	2,6	0	2	47	0,3-30

чения, полученные экстраполяцией зависимости наблюдаемого сечения на нулевое значение толщины. Монотонный характер зависимости сечения от толщины образца упростил процедуру экстраполяции.

Истинные значения среднего полного сечения были объединены для перекрывающихся интервалов измерения пропускания. Соответствующие значения приведены в табл.2, а их сравнение с некоторыми оценками - на рис.3. Как видно из рис.3, согласие с оценкой ENDF/B-IV всюду удовлетворительное, за исключением области 150-300 кэВ, где результаты настоящей работы на 2-3% выше. Тенденция к повышению оцененного сечения при энергиях выше 200 кэВ проявилась при сравнении оценки ENDF/B-IV со старой западногерманской оценкой КФК-750. Результаты настоящей работы свидетельствуют о незначительном развитии этой тенденции.

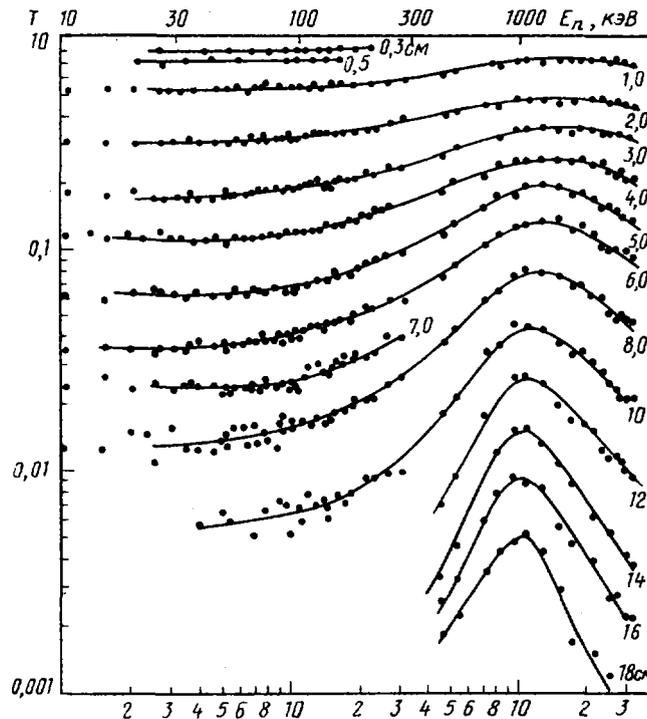


Рис.1. Сводные результаты измерения пропускания нейтронов  $T$  при реакции  $T(p,n)^2Ne$  для природного урана

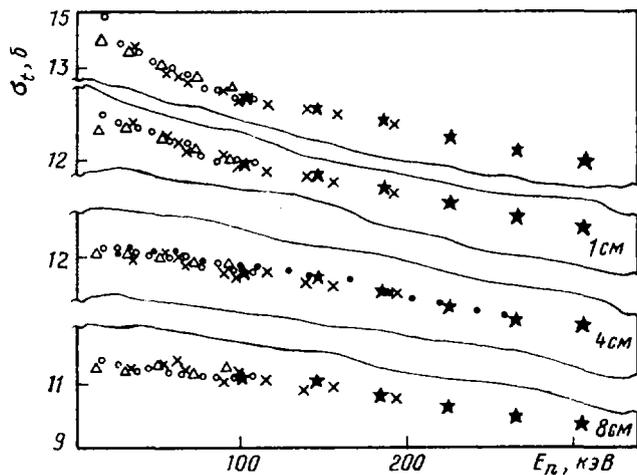


Рис.2. Воспроизводимость значений наблюдаемого полного нейтронного сечения в разных сериях измерений

Таблица 2

Энергетические зависимости  
полного нейтронного сечения  
природного урана

$E_n$ , кэВ	$\sigma_t, \sigma$	$E_n$ , МэВ	$\sigma_t, \sigma$
15	$14,5 \pm 0,2$	0,46	$8,9 \pm 0,1$
27	$13,7 \pm 0,2$	0,52	$8,4 \pm 0,1$
35	$13,6 \pm 0,2$	0,71	$7,8 \pm 0,1$
48	$13,1 \pm 0,2$	0,82	$7,5 \pm 0,1$
54	$12,95 \pm 0,2$	1,08	$7,1 \pm 0,1$
63	$12,8 \pm 0,2$	1,28	$7,03 \pm 0,07$
69	$12,6 \pm 0,2$	1,50	$7,00 \pm 0,07$
80	$12,4 \pm 0,2$	1,76	$7,05 \pm 0,07$
91	$12,3 \pm 0,2$	1,90	$7,11 \pm 0,07$
98	$12,2 \pm 0,2$	2,12	$7,18 \pm 0,07$
103	$12,05 \pm 0,15$	2,33	$7,38 \pm 0,07$
115	$11,9 \pm 0,15$	2,52	$7,70 \pm 0,07$
128	$11,8 \pm 0,15$	2,69	$7,85 \pm 0,07$
145	$11,7 \pm 0,15$	3,02	$7,96 \pm 0,07$
156	$11,5 \pm 0,15$		
185	$11,2 \pm 0,15$		
225	$10,8 \pm 0,15$		
265	$10,4 \pm 0,15$		
305	$10,05 \pm 0,15$		

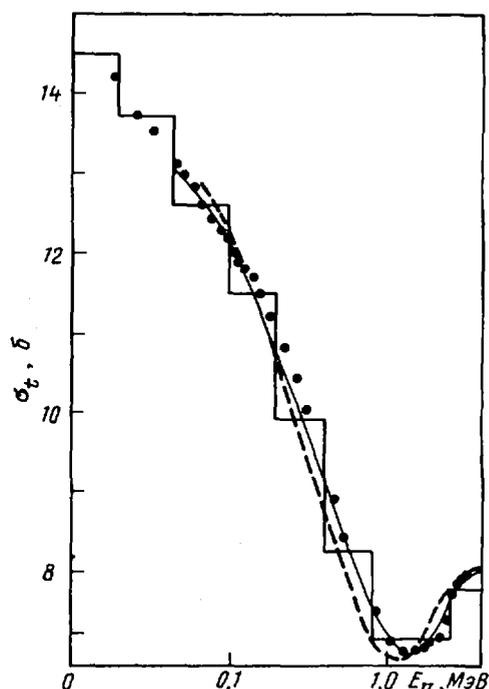


Рис.3. Сравнение полного сечения, полученного экстраполяцией на нулевую толщину, с оценками из файлов ENDF/B-IV (сплошная линия), КРК-750 (пунктир) и БНАБ-78 (гистограмма)

В рекомендованном ENDF/B-IV сечении при  $E \approx 130$  кэВ имеется небольшой выгиб вверх, который в наших результатах выражен сильнее. Принятая в системе БНАБ [4] энергетическая зависимость полного сечения при энергиях ниже 300 кэВ согласуется со значениями табл.2, однако затем (вплоть до  $E_n = 1$  МэВ) оказывается ниже рекомендаций ENDF/B-IV. Сравнение полученной авторами энергетической зависимости с последними измерениями [5] выявляет хорошее с ними согласие вплоть до  $E_n \approx 200$  кэВ, затем наши значения оказываются выше, а данные работы [5] вплоть до энергий 400 кэВ совпадают со значениями ENDF/B-IV, затем идут ниже, согласуясь до  $E_n = 1$  МэВ с оценкой БНАБ [4].

В табл.3 приведены значения полного сечения для различных толщин образцов, полученные усреднением экспериментальных пропусков в энергетических интервалах системы БНАБ [4].

Состояние результатов измерения неэкспоненциальности пропускания по немногим имеющимся для диапазона 10–100 кэВ работам можно видеть на рис.4. Образцы толще 2 см кроме автора исследования лишь в работе [6]; согласие полученных данных неплохое, хотя различие и превышает погрешность наших результатов. Сложнее ситуация при измерениях образцов с меньшими толщинами. В этом случае автор исходил из предположения, что надежность выявленного хода зависимости обратно пропорциональна разбросу приводимых значений. Данные автора для энергий ниже 50 кэВ хорошо согласуются со значениями работы [7] после их усреднения по закону  $1/E$  в интервалах энергий системы БНАБ [4], а для верхней энергетической группы (см.рис.4) — со значениями работы [5]. Экстраполяция значений настоящей работы на нулевую толщину (табл.4) дает величины, близкие к принятым в системе БНАБ [4].

Данные табл.3 обработаны методом наименьшего направленного расхождения [8] для восстановления плотности распределения вероятности полного нейтронного сечения в пределах группы. Результа-

ты обработки представлены на рис.5. Точность восстановленных значений плотности распределения, определенная случайным значением анализируемых пропусков, в пределах их погрешности меняется от 5-7% для максимальных значений плотности до 40-60% для минимальных значений. Резкое сужение найденных распределений выше 50 кэВ объясняется появлением канала неупругого рассеяния.

Среднегрупповые значения полного сечения (в барнах) в зависимости от толщины образца

Таблица 3

Толщина образца, см	Интервал энергий, кэВ (номер группы БНАБ)				
	4,6-10(12)	10-21(11)	21-46(10)	46-100(9)	100-200(8)
0	16,4±0,3	14,5	13,6	12,7	11,75±0,1
0,5	15,1±0,3	13,95	13,2	12,6	11,7±0,08
1	14,4±0,2	13,58	12,9	12,45	11,6±0,07
1,5	13,7±0,2	13,20	12,7	12,4	11,55±0,07
2	13,2±0,15	12,85	12,5	12,3	11,5±0,06
3	12,5±0,15	12,4	12,2	12,15	11,4±0,06
5	11,9±0,15	11,75	11,74	11,9	11,25±0,06
8	11,2±0,15	11,15	11,20	11,5	11,0±0,05
10	10,8±0,15	10,8	10,95	11,35	10,9±0,05
13	10,4±0,15	10,5	10,65	11,15	10,8±0,05

Примечание. Данные, относящиеся к 12-й группе (интервал энергий 4,6-10 кэВ), приведены лишь для иллюстрации и ненадежны ввиду значительной неопределенности в интервале энергий, к которому они относятся

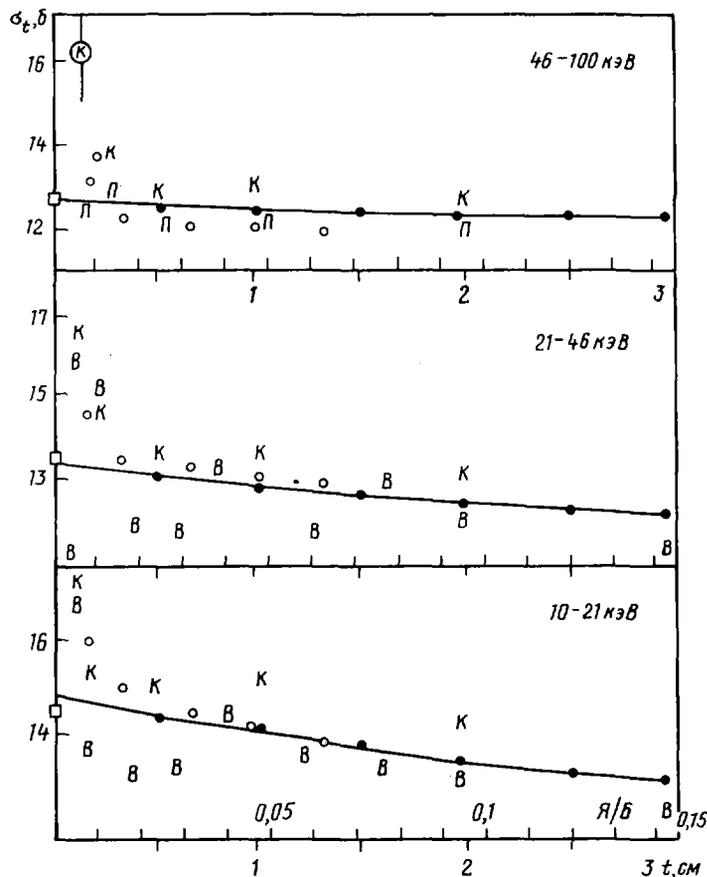


Рис.4. Сравнение значений наблюдаемого полного сечения, полученных в работах: ● - настоящей; К - [3]; □ - [4]; П - [5]; В - [6]; ○ - [7]

Данные	Номер группы БНАБ								
	I2	II	IO	9	8	7	6	5	4
	Полное сечение, б								
БНАБ-78	15,88	14,48	13,46	12,57	11,53	9,90	8,23	7,13	7,13
ENDL-78	14,41	14,02	13,53	12,79	11,52	10,02	8,34	7,17	7,20
ENDF/V-IV	16,0	14,4	13,4	12,7	11,5	10,0	8,33	7,16	7,18
Работы [9]	16,0	14,6	13,6	12,8	11,7	-	-	-	-
Работы [6]	17,0	15,1	13,9	-	-	-	-	-	-
Настоящей работы	16,4±0,3	14,5±0,2	13,5±0,2	12,7±0,1	11,7±0,1	10,3±0,08	8,3±0,07	7,12±0,05	7,21±0,05
	Фактор самоэкранировки								
БНАБ-78	0,668	0,755	0,855	0,915	0,950	1,0	1,0	1,0	1,0
Работы [6]	0,410(-39%)	0,523(-31%)	0,682(-20%)	-	-	-	-	-	-
Настоящей работы	(0,68)	0,76±0,02	0,83±0,02	0,914	0,94	0,960	0,941	0,96	0,97

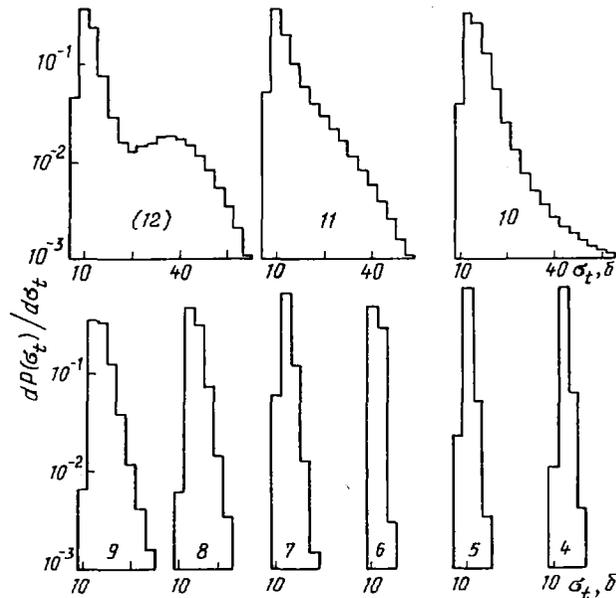


Рис.5. Плотность распределения полного нейтронного сечения урана в энергетических интервалах, соответствующих девяти группам БНАБ [4]

В табл.4 приведены данные о групповых константах (факторах самоэкранировки и полном нейтронном сечении) урана. Данные о средних сечениях настоящей работы согласуются с данными БНАБ и, как отмечалось, ENDF/V-IV везде, кроме 7-й группы энергий. Данные ENDL-78 ниже 10-й группы представляются несколько заниженными. Значения оцененных резонансных параметров, предлагаемые в настоящей работе, подтверждаются расчетами работы [9]. Обработка авторами работы [6] результатов с привлечением модельных представлений дает несколько большие значения. Что касается факторов самоэкранировки, наши результаты, вычисленные по восстановленным моментам распределения, ниже 8-й группы находятся в хорошем согласии с принятыми в БНАБ [4] значениями. При более высоких энергиях

эффекты резонансной самоэкранировки в БНАБ игнорируются. Хотя отличия факторов самоэкранировки от единицы в измерениях и малы, уместно отметить, что расчет в предположении монотонного изменения сечения в группе дает лишь малую часть выявляемого эффекта. Настоящие результаты не подтверждают резкого (примерно на 30%) снижения величины факторов самоэкранировки ниже 50 кэВ, предлагаемого в работе [6].

Как показывают расчеты, предположение о наличии излома в начальном участке зависимости наблюдаемого сечения от толщины образца [6,7,10] (см.рис.4) приводит к еще большим, чем в работе [6], отличиям от значений БНАБ как в сечениях, так и в факторах самоэкранировки. Однако степень выявления этого излома представляется недостаточной, чтобы радикально менять сложившиеся представления о влиянии самоэкранировки на характеристики полного нейтронного сечения урана в неразрешенной области.

#### Список литературы

1. Филиппов В.В. Полное нейтронное сечение урана и тория при энергиях 10–250 кэВ. – Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1977, вып.26, с.5.
2. Филиппов В.В. Моменты распределения полного нейтронного сечения. – В кн.: Резонансное поглощение нейтронов: Материалы Всесоюзного семинара по резонансному поглощению нейтронов (Москва, 21–23 июня 1977 г.). М., 1978.
3. Филиппов В.В., Николаев М.Н. Измерение структуры полных нейтронных сечений: Англо-советский семинар "Ядерные константы для расчета реакторов" (доклад АСС-68/17). Дубна, 1968.
4. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Николаев М.Н., Цибуля А.М. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. М.: Энергоиздат, 1981.
5. Foenitz W., Whalen J., Smith A. Total neutron cross-sections on heavy nuclei. – Nucl. Sci. and Engng, 1981, v.78, p.333.
6. Ваньков А.А., Гостева Л.С., Украинцев В.Ф. Анализ экспериментов по пропусканию в области неразрешенных резонансов урана. – Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1983, вып.3(52), с.27.
7. Buoun T., Block R., Semler T. Temperature dependent neutron transmission measurements on  $^{238}\text{U}$ . – In: Proc. conf. "National topical meeting on new developments in reactor physics and shielding." New York, 1972, part II, p.1115.
8. Тараско М.З. Метод минимума направленного расхождения в задаче восстановления распределения: Препринт ФЭИ-1446. Обнинск, 1983.
9. Мантуров Г.Н., Лунёв В.П., Горбачева Л.В. Оценка нейтронных данных для урана-238 и тория-232 в области неразрешенных резонансов. – Нейтронная физика: Материалы 6-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 2–6 октября 1983 г. М.: ЦНИИатоминформ, 1984, т.2, с.231.
10. Кононов В.Н., Полетаев Е.Д. Измерение полного сечения и резонансной самоэкранировки сечения захвата  $^{238}\text{U}$  в области энергий 5–80 кэВ. – Нейтронная физика: Материалы 2-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 28 мая – 1 июля 1973 г. Обнинск, 1974, т.2, с.199.

Статья поступила в редакцию 29 июля 1985 г.

СОПОСТАВЛЕНИЕ ОЦЕНЕННЫХ ДАННЫХ О СЕЧЕНИИ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА  $^{238}\text{U}$   
В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 0,5–15 МэВ В ФАЙЛАХ БНАБ-78 И ENDF/B-V

В. А. Толстиков

IN THE WORK CONSIDERATION IS GIVEN TO THE PROCEDURES EMPLOYED TO OBTAIN EVALUATED VALUES OF  $^{238}\text{U}$  RADIATIVE CAPTURE CROSS-SECTIONS IN THE FILES БНАБ-78 AND ENDF/B-V. The evaluated values of the  $^{238}\text{U}$  capture cross-section are intercompared in both files. Critical comparison with the recent published works whose data are unavailable in the evaluation is carried out. The papers makes a conclusion on the necessity of reconsiderating the previous experimental data, especially activation ones from the standpoint of taking into account corrections for side reactions with neutron escape and scattering effects. Within a neutron energy 1–7 MeV some new prediction experiments are needed to obtain reliable values of capture cross-sections and cross-section energy dependence.

Требования ядерной энергетики к знанию оцененного сечения радиационного захвата  $^{238}\text{U}$  достаточно велики: 2% в области энергий 1 кэВ – 1 МэВ и не хуже 3–5% в области энергий 1–5 МэВ [1].

Оценки в файлах БНАБ-78 [2, 3] и ENDF/B-V [4]\* сделаны сравнительно давно: оценка БНАБ-78 в 1975–1978 гг., а ENDF/B-V в 1977 г. Развитие методов оценки сечений и их погрешностей, появление новых экспериментальных данных и развитие методик измерений сечений приводят к необходимости внесения коррекций в ранее проведенные оценки и пересмотра степени надежности опубликованных данных, на основе которых делались оценки, а также к необходимости проведения в широком диапазоне энергий прецизионных измерений сечения захвата нейтронов для  $^{238}\text{U}$ . Это связано с тем, что требования, предъявляемые к точности оцененных данных, еще не удовлетворены.

Ниже проведено сопоставление оценок БНАБ-78 и ENDF/B-V. Для  $E_n > 0,4$  МэВ в файле БНАБ-78 без изменений использована оценка авторов [5, 6]. Она получена методом дробно-рациональной аппроксимации. Для  $E_n < 0,4$  МэВ в БНАБ-78 методом максимального правдоподобия с использованием статистической теории ядерных реакций оценивались одновременно сечения  $\sigma_t$ ,  $\sigma_{in}$ ,  $\sigma_{n,p}$  в области перекрытия данные плавно "сшивались".

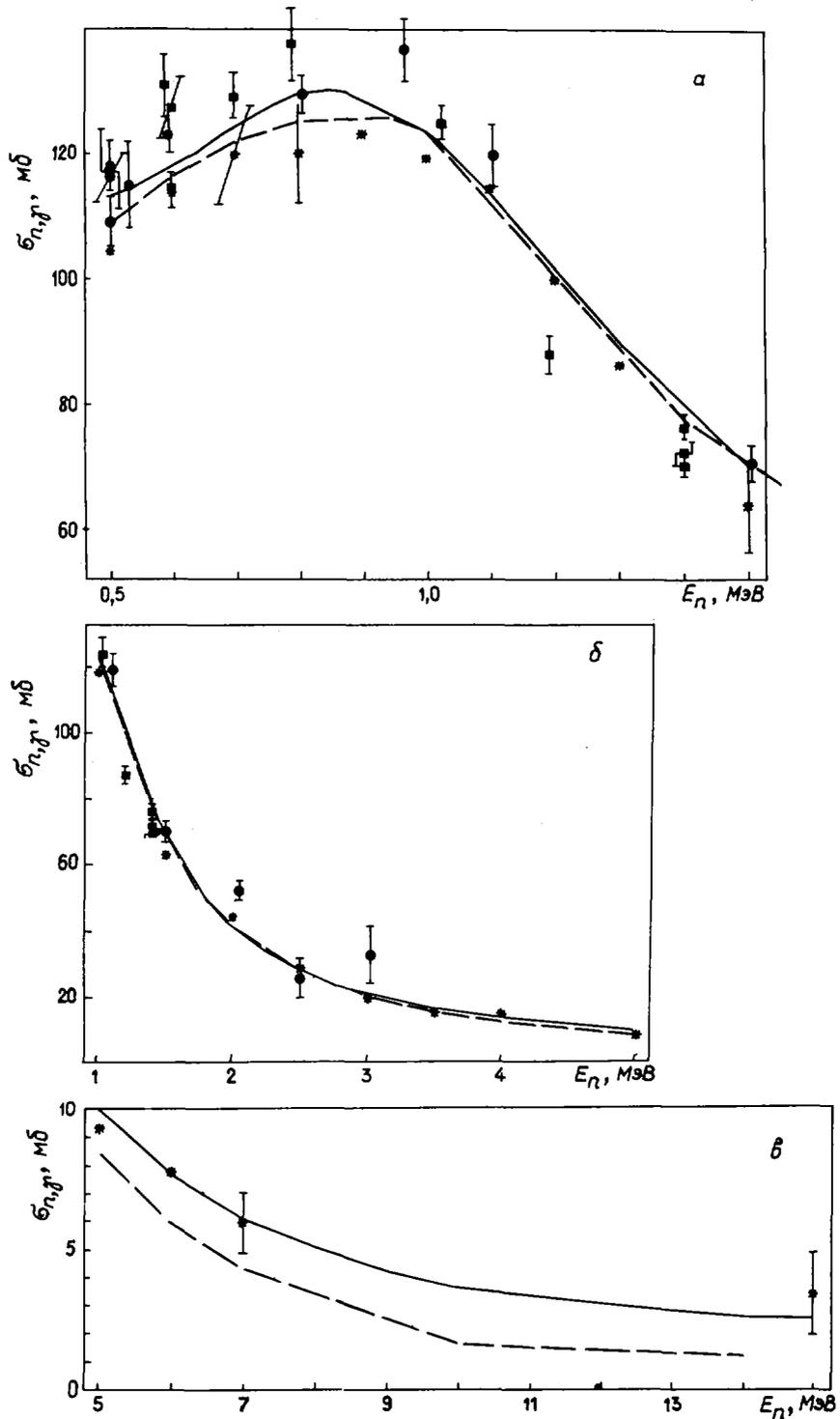
В оценке ENDF/B-V использовали следующую процедуру: отдельно оценивали группы данных о сечении радиационного захвата  $^{238}\text{U}$ , полученные абсолютными методами или относительно сечения рассеяния, полученные относительно сечения  $\sigma_{n,p}$   $^{197}\text{Au}$ , относительно  $\sigma_{n,f}$   $^{235}\text{U}$  и относительно  $\sigma_{n,\alpha}$   $^{10}\text{B}$ . Сопоставлением и комбинацией данных четырех групп измерений получили окончательные данные для рекомендованной кривой  $\sigma_{n,p}(E_n)$   $^{238}\text{U}$ . Таким образом, в обеих оценках БНАБ-78 и ENDF/B-V использовали близкий набор исходных экспериментальных данных.

На рисунке в линейно-линейном построении для диапазонов энергий 0,5–1,5; 1–5 и 5–15 МэВ проведены сопоставления указанных выше оценок. Они сравниваются с экспериментальными данными двух более поздних работ, которые в оценках не учитывались [7] или приняты только частично [8] (ранее опубликованы только предварительные данные и не при всех значениях энергий, которые приведены позднее [8]). В работе [7] опорным было сечение  $\sigma_{n,f}$  для  $^{235}\text{U}$ , а в работе [8] – сечение рассеяния на водороде. На рисунке приведены также данные более ранних работ авторов [9–11], которые "привязаны" при  $E_n \approx 350$  кэВ к абсолютным усредненным данным работы [8]. Это более надежная, чем сделанная авторами ранее "привязка" при энергии нейтронов около 30 кэВ (кинематическая коллимация) к абсолютному сечению, либо полученному авторами, либо усредненному по результатам работ других авторов при данном значении энергии нейтронов. Сложные моменты, связанные, например, со спектром облучающих нейтронов и другими обстоятельствами, привели авторов к необходимости провести этот метод нормирования.

В работе [8] приведены результаты измерений сечения радиационного захвата  $^{238}\text{U}$ : для нейтронов с энергией  $352_{\pm 25}$ ,  $348_{\pm 23}$ ,  $348_{\pm 15}$  и  $350_{\pm 24}$  кэВ соответственно  $117,4_{\pm 3,6}$ ;  $119,9_{\pm 3,4}$ ;  $122,3_{\pm 3,7}$  и  $124,8_{\pm 3,1}$  мб. Среднее значение этих данных отклоняется от максимально крайних значений на 3%, что согласуется с ошибкой эксперимента. Поэтому перенормировка сделана к этому среднему значению –

\*Позднее данные [4] корректировались в связи с изменением оцененных значений сечения реакции  $^{235}\text{U}(n,f)$  (см. ссылку [12] в работе [7]).

121,1±3,3 мб для  $E_n=349$  кэВ. Однако следует отметить, что нормировка к величине  $452,2\pm 19,9$  мб при 30 кэВ [6] (усредненное значение по семи работам, опубликованным до 1976 г.) приводит к значению сечения 121,3 мб при  $E_n = 350$  кэВ.



Сечения радиационного захвата нейтронов ядром  $^{238}\text{U}$  в области энергий 0,5-1,5 МэВ (а), 1-5 МэВ (б), 5-15 МэВ (в) по данным работ: ● - [7]; ■ - [8]; \* - [9, 10] (для рис. 1, в [11]); - [2] (БНАБ-78) (для рис. 1, в [3]); - - - [4] (ENDF/V-V)

Таким образом, оба метода нормирования дали согласующиеся результаты. Тем не менее нормирование в области 300–400 кэВ более надежно, так как слабая зависимость  $\sigma_{n,p}(E_n)$  в этом диапазоне энергий нейтронов приводит к меньшей зависимости от неопределенности в энергии нейтронов и, следовательно, спектра облучающих нейтронов.

Как видно из рис. 1, а, в диапазоне 0,5–1,5 МэВ оценки БНАБ-78 и ENDF/B-V находятся в хорошем согласии. Их максимальное различие не превышает 4%; при этом оценка ENDF/B-V выше. Данные ранних измерений сечения  $\sigma_{n,p}^{238U}$  относительно сечения  $\sigma_f^{235U}$  [9,10] в пределах погрешностей согласуются с обеими оценками, хотя лежат систематически ниже их и ближе к оценке БНАБ-78 (в ней они учтены). Наши данные по измерениям сечения (n,p)-рассеяния [8] в диапазоне  $E_n = 0,5-1,06$  МэВ в среднем находятся систематически выше обеих оценок, но ближе к оценке ENDF/B-V (почти перекрываются с ней в пределах погрешностей). Некоторое исключение составляют четыре точки в области около 600 кэВ: 127,1 $\pm$ 5 мб (N=1), 130,8 $\pm$ 4,7 мб (K=1), 114,6 $\pm$ 3,1 мб (K=1) и 114,0 $\pm$ 2,9 мб (K=15) соответственно при 597 $\pm$ 16, 590 $\pm$ 23, 603 $\pm$ 36 и 600 $\pm$ 22 кэВ (N=1, K=1, K=15 – номера водородных счетчиков разных конструкций и размеров, использованных при измерениях потока нейтронов). Результаты измерений по неясным для авторов обстоятельствам группируются около двух значений: 129 и 114 мб, расходящихся примерно на две погрешности измерений. Но среднее значение опять-таки выше оценки ENDF/B-V. Выявленную тенденцию подтверждают и экспериментальные данные работы [7], за исключением точки в районе 830 кэВ.

Однако экспериментальные данные работы [8] при 1196 кэВ и два значения при 1400 кэВ значительно ниже обеих оценок (на 12 и 8% соответственно). Причины расхождений исследуются.

В области энергий 1,5–5 МэВ обе оценки по существу совпадают. Это неудивительно, так как в оценках использовали практически совпадающий набор данных. Данные работы [7] при энергиях нейтронов 2,053 и 3,033 МэВ значительно выше обеих оценок. Надежного теоретического расчета в этой области энергий нет. Для установления реальности "всплеска" сечения требуется тщательная экспериментальная проработка.

Создается впечатление, что экспериментальные данные ранних работ в области  $E_n \geq 2,5$  МэВ имеют многочисленные систематические погрешности (в сторону завышения) вследствие недостаточного учета эффектов рассеяния на элементах конструкции мишенедержателя, держателя образца и в самом образце. О значительных погрешностях такого типа в работе [12] сообщалось в работе [13]. Согласно расчетам [13], поправки к данным работы [12] составляют 7,4; 16,4 и 42% при энергиях 3; 5 и 7,6 МэВ. Учитывая большую общность в методике активационных измерений, выполненных ранее (в 1978 г.), можно ожидать наличия таких же погрешностей и в других работах. Несмотря на кажущуюся простоту, активационные измерения для  $E_n > 1,5$  МэВ достаточно громоздки. Корректный учет эффектов рассеяния трудно осуществить расчетным и экспериментальным путем. На это давно уже обращалось внимание, например, в работах [14,15]. Поэтому вопрос о реальной энергетической зависимости  $\sigma_{n,p}(E_n)$  для  $^{238}\text{U}$  в области энергий более 1 МэВ ждет своего решения. В области 5–15 МэВ данные обеих оценок расходятся значительно: от 20% при 5 МэВ до более чем на 100% при 14 МэВ. Экспериментальные данные имеются только для энергий до 7 МэВ. В интервале 7–14 МэВ таких данных нет и характер кривой определяется принятым при 14 МэВ значением сечения, для которого в области 4–7 МэВ осуществляется произвольная плавная экстраполяция. В файле БНАБ-78 [3] экстраполяция проведена к сечению 2,6 мб при 14 МэВ, исходя из доступных в это время данных: 3,3 $\pm$ 0,5 мб при 14 МэВ [16] и 3,45 $\pm$ 1,5 мб при 15 МэВ [11]. Видимо, эти данные значительно завышены из-за эффектов рассеяния, поэтому величина сечения при 15 МэВ искусственно принята более низкой, чем экспериментальное значение (2,7 мб). Однако из работы [17] известно, что для широкого диапазона массовых чисел 50–240 величина сечения захвата составляет 1 мб при  $E_n \approx 14$  МэВ. В файле ENDF/B-V принято это значение. Поэтому в диапазоне 5–15 МэВ данные в файле БНАБ-78 должны быть пересмотрены в сторону уменьшения.

Из изложенного можно сделать следующие выводы:

1. Состояние экспериментальных данных и основанных на них оценок в области энергий 1,5–7 МэВ неудовлетворительно. Для практических целей и тестирования методов расчета сечений актинидов, которые в ближайшем будущем трудно получить экспериментально, в этой области энергий нейтронов следует осуществить прецизионные измерения сечений захвата  $^{238}\text{U}$ . Для этого необходимо, в частности, даль-

\* Аналогичная картина наблюдается для данных работы [7] при  $E_n \approx 500$  кэВ.

нейшее совершенствование метода активации. В первую очередь это относится к совершенствованию методов определения и расчета поправок на эффекты от рассеянных нейтронов и нейтронов от побочных нейтронных реакций.

2. В области энергий 1-7 МэВ необходимы подробные измерения сечения  $\sigma_{n,\gamma}^{238\text{U}}$  с шагом не более 100 кэВ для обнаружения возможных немонотонностей в сечении.

3. В области энергий 0,3-1,5 МэВ с помощью метода активации уже сейчас можно получить сечения  $\sigma_{n,\gamma}^{238\text{U}}$  с погрешностью менее 3%. Другие методы пока не в состоянии обеспечить достижение такой погрешности.

Только при наборе экспериментальных данных, полученных разными методами с обоснованной заявленной погрешностью 3% и находящихся в пределах погрешностей в согласии, можно удовлетворить высокие требования, предъявляемые развитием ядерной энергетики.

4. В настоящее время необходимо уточнить оценки сечения  $\sigma_{n,\gamma}^{238\text{U}}$  в файле БНАБ-78, учитывая:

- опубликованные экспериментальные данные [7, 8, 18];

- необходимость пересмотра надежности данных ранних работ с учетом сделанных в настоящей работе замечаний о влиянии рассеянных нейтронов;

- перенормировку к новым стандартным сечениям;

- теоретические расчеты при проведении оцененных кривых;

- необходимость проведения надежной оценки погрешности оцененных данных, так как в файлах БНАБ-78 и ENDF/B-V она по существу не проведена.

#### Список литературы

1. Compilation of requests for nuclear data. Jan. 1983: Rep. BNL-NCS-51572.
2. Николаев М.Н., Абагян Л.П., Корчагина Ж.А. и др. Нейтронные данные для урана-238. Ч. I. Обнинск: ФЭИ, 1978.
3. Николаев М.Н., Базазянц Н.О., Горбачева Л.В. и др. Нейтронные данные для урана-238. Ч. 2. Обнинск: ФЭИ, 1979.
4. Poenitz W.P., Pennington E., Smith A.B. Оценка ENDF/B-V для  $\sigma_{n,\gamma}^{238\text{U}}$ : Rep. ANL/NDM-32, 1977.
5. Виноградов В.Н., Давлетшин А.Н., Кривцов А.С. и др. Оцененные средние сечения радиационного захвата  $^{238}\text{U}$  в области энергий 0,001-7 МэВ. - В кн.: Ядерно-физические исследования в СССР, 1976, вып. 22, с. 4.
6. Виноградов В.Н., Давлетшин А.Н., Платонов В.П. и др. Радиационный захват быстрых нейтронов ядром урана-238. - Нейтронная физика: Материалы 3-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 9-13 июня 1975 г. М.: ЦНИИАтоминформ, 1976, ч. 4, с. 104.
7. Fawcett L.P., Poenitz W.P., Smith D.L. Measurement of the fast neutron capture cross-section. - In: Nuclear cross-sections for technology: Proc. of the Intern. conf. on nuclear cross-sections for technology. Held at the University of Tennessee (Knoxville, 1979). Washington, 1980.
8. Давлетшин А.Н., Тихонов С.В., Типунков А.О., Толстиков В.А. Измерение сечений радиационного захвата нейтронов для  $^{238}\text{U}$  и  $^{197}\text{Au}$  относительно сечения упругого рассеяния нейтронов на протонах. - Атомная энергия, 1980, т. 48, вып. 2, с. 87-91.
9. Паниткин Ю.Г., Толстиков В.А. Радиационный захват нейтронов с энергиями 1,2-4 МэВ. - Там же, 1972, т. 33, с. 782.
10. Паниткин Ю.Г., Стависский Ю.Я., Толстиков В.А. Измерение сечений радиационного захвата нейтронов урана-238 в диапазоне энергий 0,024-1,1 МэВ. - Нейтронная физика (Материалы Всесоюзного совещания по нейтронной физике). Киев: Наукова думка, 1972, ч. I, с. 321.
11. Паниткин Ю.Г., Толстиков В.А. Радиационный захват нейтронов в диапазоне энергий 5-20 МэВ. - Атомная энергия, 1972, т. 33, вып. 4, с. 825.
12. Barry J.F., Bunce I., White P.H. Cross-section for the reaction  $^{238}\text{U}(n,\gamma)^{239}\text{U}$  in the energy range 0,12-8,6 MeV. - J. Nucl. Energy, 1964, A/B 18, p. 481.
13. Sowerby M.G., Patrick B.H., Mather D.S. A simultaneous evaluation of the fission cross-section of  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  and  $^{238}\text{U}$  and the capture cross-section of  $^{238}\text{U}$  in the energy range 100 eV to 20 MeV. - Ann. Nucl. Sci. and Engng, 1974, v. 1, N 7/8, p. 409.

14. Давлетшин А.Н., Типунков А.О., Тихонов С.В., Толстиков В.А. Фоновые поправки при активации образцов на электростатических ускорителях. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1980, вып.3(38), с.68-77; Давлетшин А.Н., Типунков А.О., Тихонов С.В., Толстиков В.А. Анализ методики измерения сечений взаимодействия быстрых нейтронов активационным методом. - Атомная энергия, 1980, т.48, вып.2, с.113.
15. Andersen P., Zorro R., Bergqvist I. The influence of background neutrons on  $(n, \gamma)$  activation measurements in the neutron energy region 2,0-7,7 MeV. Belgium, Lund University, 1984.
16. Perkin J.Z., O'Connor Z.P., Colemann R.F. Radiative capture cross-section for 14,5 MeV neutron. - Proc. Phys. Soc., 1958, v.72, p.505.
17. Drake D., Bergqvist I., McDaniels D.K. Dependence of 14 MeV radiative neutron capture on mass number. - Phys. Letters, 1979, v.36B, N 6, p.557-558.
18. Кононов В.Н., Полетаев Е.Д., Боховко М.В. и др. Экспериментальное определение факторов резонансной самоэкранировки сечения радиационного захвата нейтронов для  $^{238}\text{U}$  в области энергий 10-140 кэВ. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1985, вып.2, с.41-44.

Статья поступила в редакцию 29 июля 1985 г.

УДК 539.170

СЕЧЕНИЕ ДЕЛЕНИЯ  $^{238}\text{U}$  БЫСТРЫМИ НЕЙТРОНАМИ

А.А. Г о в е р д о в с к и й

FISSION CROSS-SECTION OF  $^{238}\text{U}$  BY FAST NEUTRONS. Experimental and evaluated data about the  $^{238}\text{U}$  neutron induced fission cross-section are analyzed. It has been shown that the BNAB-MICRO - evaluation is more preferable than ENDF/B-V.

Сечение деления  $^{238}\text{U}$  быстрыми нейтронами часто используется в качестве стандартного в измерениях сечений пороговых реакций типа  $(n, \alpha)$ ,  $(n, p)$ ,  $(n, 2n)$  и др. Поэтому в нейтронных данных особую роль играет информация о сечении деления  $^{238}\text{U}$  в энергетическом диапазоне выше 5 МэВ. На рис.1 представлены результаты измерений сечения деления  $^{238}\text{U}$  относительно сечения деления  $^{235}\text{U}$ . Основная масса данных группируется в полосе шириной 7-10%. Если учесть требования к точности сечения деления  $^{238}\text{U}$  (и как стандарта, и как важнейшей технологической характеристики), представляется актуальным критический отбор экспериментальной информации, положенной в основу оценки.

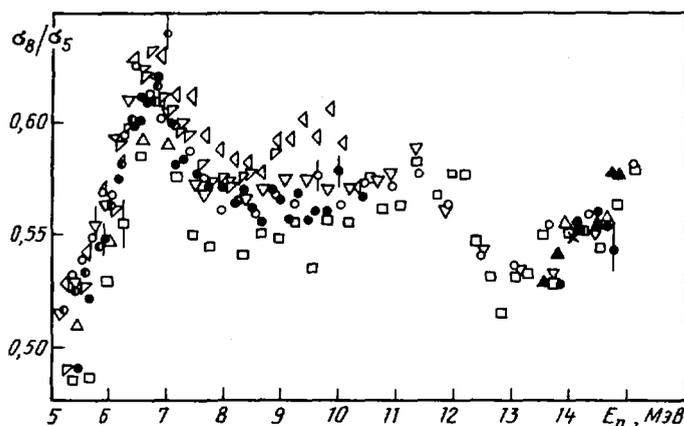


Рис.1. Отношения сечений деления  $^{238}\text{U}$  и  $^{235}\text{U}$  по данным работ:  
 ● - [1]; ○ - [2]; △ - [3]; ▽ - [4]; □ - [5]; ▽ - [6];  
 ▽ - [7]; ▽ - [8]; x - [9]; ▲ - [10]

На рис.2 представлены отклонения значений отношения сечений деления  $^{238}\text{U}$  и  $^{235}\text{U}$  разных работ от принятой в настоящее время стандартной оцененной кривой из файла **ENDF/B-V**. Все имеющиеся экспериментальные работы условно разделены на две группы. К первой группе (рис.2,а) отнесены те, что поставлены на электростатических генераторах, работающих как в непрерывном, так и в импульсном режимах [1,2,4,7,8]. Важнейшая для обсуждаемого класса относительных измерений процедура абсолютизации энергетической зависимости в опорных точках проведена достаточно разнообразно: от метода изотопных примесей и прямого аналитического взвешивания до сравнения относительных  $\alpha$ -активностей образцов из  $^{238}\text{U}$  и  $^{235}\text{U}$ . Наиболее надежным является метод изотопных примесей, в рамках которого отношение сечений деления  $^{238}\text{U}$  и  $^{235}\text{U}$  можно определить из соотношения  $\sigma_8/\sigma_5 = \eta [(R_\delta/R_\tau) - 1]$ , где  $\eta$  - отношение чисел ядер  $^{235}\text{U}$  и  $^{238}\text{U}$  в исследуемой мишени;  $R_\delta, R_\tau$  - отношение эффективных скоростей счета актов деления в исследуемой ( $^{235}\text{U} + ^{238}\text{U}$ ) и моноизотопной ( $^{235}\text{U}$ ) мишенях, облучаемых быстрыми (б) и замедленными (т) нейтронами. Величина  $\eta$  определяется из данных масс-спектрографического анализа. Таким образом, определение абсолютных значений отношения сечений деления может осуществляться одновременно с измерением энергетической зависимости.

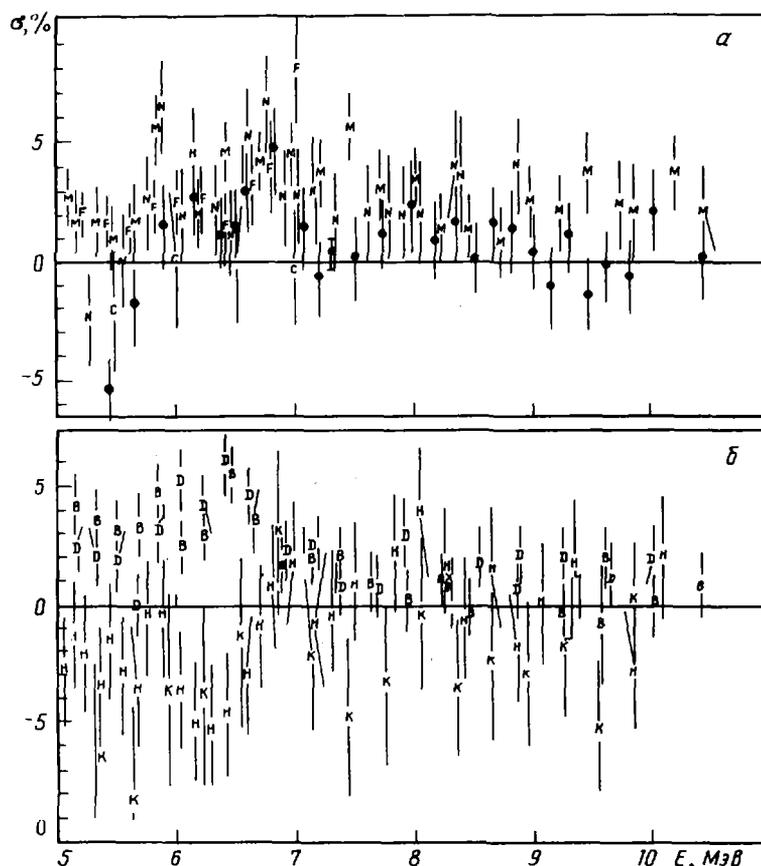


Рис.2. Отклонения данных экспериментальных работ от стандартной оцененной кривой файла **ENDF/B-V**: ● - [1]; F - [2]; B - [3]; M - [4]; K - [5]; D - [6]; N - [7]; C - [8]; H - [11]

При использовании реакций  $^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$ ,  $\text{D}(d,n)^3\text{He}$  и др. в качестве нейтронных источников возникает проблема учета нейтронного фона сопутствующих реакций (особенно для  $E_n > 4$  МэВ). В работе [2] эта проблема решается "разностным" методом, надежность которого в области  $E_n > 6,0$  МэВ значительно падает. Выделение фонового компонента реакции в дейтериевой газовой мишени аналогичным способом [4] привело, по-видимому, к выбросу нескольких точек из основной совокупности для  $E_n > 8,5$  МэВ. В работе [1] удалось надежно отделить истинные события от фоновых по времени

пролета на базе 0,6–0,7 м без дополнительных измерений фоновой обстановки в области расположения образцов. Аналогично поступили авторы работы [7] при использовании реакции  $T(p,d)^3\text{He}$  в газовой тритиевой мишени; нейтронный фон в этом случае значительно отличался от фона работ [1, 2, 4]. Эффективность регистрации актов деления в указанных работах достигает 98–99%.

Ко второй группе данных (см. рис. 2, б) отнесены работы, выполненные с использованием импульсных нейтронных потоков непрерывного энергетического спектра, получаемых на пучках линейных электронных ускорителей [3, 6] и циклотронов [5, 11]. Следует отметить методические недостатки работ этой группы: сравнительно низкую эффективность регистрации осколков деления [11] (около 75%) и отсутствие независимой нормировочной процедуры [6]. Метод изотопных примесей (порогового сечения) использован лишь в работе [3]. Статистическая погрешность результатов довольно велика (от 1,5–2% [3, 5, 6] до 3–4% [11]) по сравнению с данными работ первой группы (от 0,2% [2] до 1,1% [1, 4] и 2% [7, 8]). Тем не менее в основу оценки файла ENDF/B-V положены данные работ именно второй группы. Учет данных первой группы может привести к повышению оцененных значений на 1,5–2%.

На рис. 3 стандартная кривая из файла ENDF/B-V сравнивается с оцененной кривой работы [12]. Там же приведены значения сечений деления  $^{238}\text{U}$  из работы [13] (полученные относительно сечения рассеяния на водороде), которые прекрасно согласуются с оценкой работы [12]. Сравнивая рис. 2 и 3, можно сделать вывод, что оценка работы [12] более адекватно описывает всю совокупность экспериментальных данных, чем данные из файла ENDF/B-V.

На рис. 4 аналогичное сравнение проведено для области энергий около 14,6 МэВ. Из сравнения следует необходимость корректировки файла работы [12] с учетом новых экспериментальных данных [1, 13].

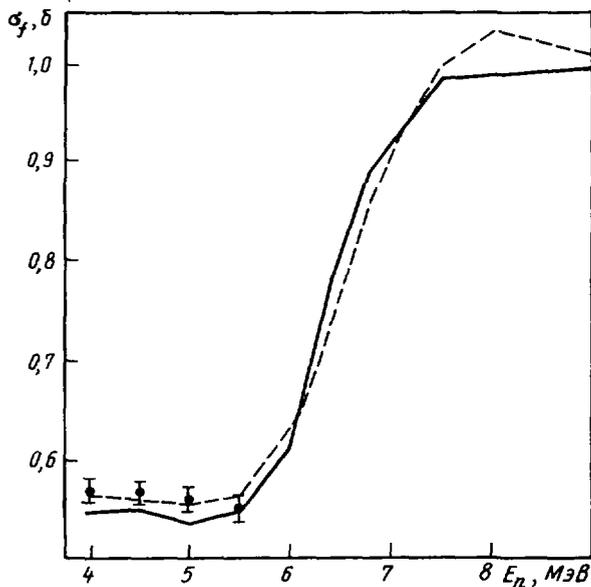


Рис. 3. Соотношение оценок из файла ENDF/B-V (—) и данных работы [12] (---) в области первого и второго делительных плато; ● - экспериментальные данные работы [13]

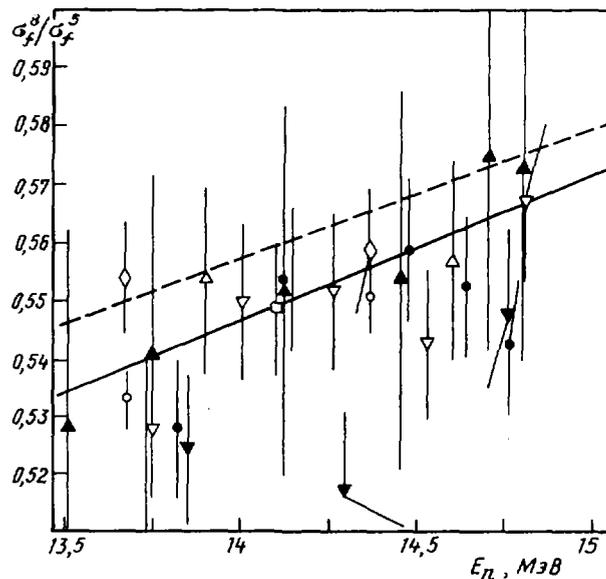


Рис. 4. Отношения сечений деления  $^{238}\text{U}$  и  $^{235}\text{U}$  при энергии нейтронов около 14,6 МэВ. Оценки: — файл ENDF/B-V; --- работу [12]. Экспериментальные данные работ: ● - [1]; △ - [2]; ◇ - [3]; ▼ - [5]; ○ - [6]; □ - [7]; ▲ - [10]; ▽ - [11]

#### Список литературы

1. Говердовский А.А., Гордюшин А.К., Кузьминов Б.Д. и др. Атомная энергия, 1984, т.56, вып.3, с.162.
2. Фурсов Б.И., Куприянов В.М., Смиренькин Г.Н. Там же, 1977, т.43, с.181.
3. Behrens J.W., Carlson G.W. Nucl. Sci. and Engng, 1977, v.63, p.250.

4. Meadows J.W. Nucl. Sci. and Engng, 1975, v.52, p.255.
5. Cierjacks S. e.a. Ibid., p.94.
6. Difilippo F.S. e.a. Ibid., 1978, v.68, p.43.
7. Nordborg C. e.a. In: Proc. of the NEANDC/NEACRP special meeting on fast neutron fission cross-sections of U-233, U-235, U-238 and Pu-239: ANL-76/90. 1976, p.128.
8. Cance M., Granier G. Ibid., 1978, v.68, p.197.
9. White P., Warner G. J. Nucl. Energy, 1967, v.21, p.671.
10. Varnagy M., Csikai J. Nucl. Instrum. and Methods, 1982, v.196, p.465.
11. Coates M.S. e.a. In: Nucl. cross-sections and technology: Proc. of a conf. Washington, 1975, p.568.
12. Николаев М.Н., Абагян Л.П., Корчагина Ж.А. и др. Нейтронные данные для урана-238. Ч. I. Обнинск: ФЭИ, 1978.
13. Jingxia Wu e.a. Chi.J.Nucl.Phys., 1983, v.5, p.158.

Статья поступила в редакцию 29 июля 1985 г.

УДК 539.173

СПЕКТРЫ МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ  $^{238}\text{U}$

Н.В.К о р н и л о в

FISSION PROMPT NEUTRON SPECTRA OF  $^{238}\text{U}$ . Experimental spectral results obtained till now was analyzed. The energy dependence of the parameter  $T$  of Maxwellian distribution was calculated in the incident neutron energy range 1-15 MeV. The error of the calculation was analyzed also. The fission neutron spectra evaluation must include the pre-fission neutrons from  $(n, nf)$  and  $(n, 2nf)$  reactions.

Спектр мгновенных нейтронов деления (МНД), среднее число которых определяется величиной  $\bar{\nu}$ , формируется в результате различных процессов. При спонтанном и вынужденном делениях нейтронами с энергией меньше порога реакции  $(n, nf)$  делится одно ядро и нейтроны образуются в самом процессе деления. При более высоких энергиях возможно деление различных ядер с разными энергиями возбуждения и к собственно делительным нейтронам добавляется часть нейтронов, испущенных перед делением в реакциях  $(n, xnf)$ , — эмиссионные нейтроны. Эти процессы должны быть приняты во внимание при расчете спектров МНД в широкой области начальных энергий нейтронов.

Изучению спектров МНД посвящены многие экспериментальные работы и обзоры, содержащие анализ данных [1-4]. Наиболее детально изучен спектр МНД спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$ . Анализ экспериментальных данных [5] показал, что примерно 99% нейтронов в области энергий 20 кэВ — 8 МэВ с точностью около 5% описывается максвелловским распределением. При более высоких энергиях наблюдается отклонение, которое при энергии вторичных нейтронов  $E > 10$  МэВ достигает около 20%. Для широкого набора делящихся изотопов и начальных энергий нейтронов спектры МНД в области вторичных энергий, где отсутствуют эмиссионные нейтроны, также удовлетворительно описываются максвелловским распределением (см. рисунок и данные, приведенные в работе [4]).

Зависимость параметра  $T$  (жесткость спектра) максвелловского распределения от начальной энергии рассчитывается на основе известного соотношения Террелла, устанавливающего связь  $T(\bar{E}) = 1,5T$  со средним числом МНД:

$$T = \alpha + \beta(\bar{\nu} + 1)^{1/2}. \quad (1)$$

С начала 70-х гг. рассматривается практически один и тот же набор экспериментальных данных. В зависимости от предпосылок, положенных в основу анализа, авторы получают различные коэффициенты  $\alpha$  и  $\beta$ . Так, в работе [4] получены значения  $\alpha = 0,17 \pm 0,11$ ;  $\beta = 0,60 \pm 0,05$ . В работе [1] учтено, что в выражение (1) должно входить не полное число МНД, а только часть  $\nu_f$ , испущенная осколками деления. При этом получено  $\alpha = 0,35$ ;  $\beta = 0,51$ . Параметр  $T$  должен быть получен из той части спектра МНД, в которой отсутствуют эмиссионные нейтроны. Для начальной энергии  $E_0 < 9$  МэВ

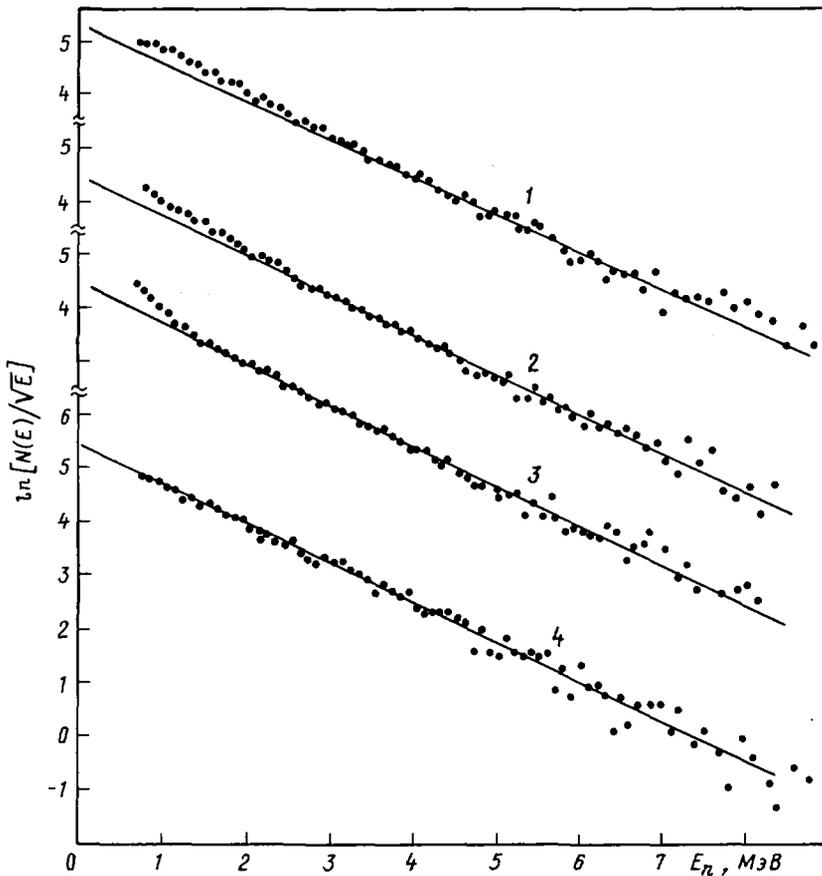
определение этой области достаточно однозначно (см. рисунок). Анализ спектров при  $E_0 \approx 14$  МэВ в некоторых работах проводился в предположении, что спектр эмиссионных нейтронов обусловлен равновесным испарением и их средняя энергия мала (не более 1 МэВ). Исследование спектров вторичных нейтронов, возникающих при бомбардировке  $^{238}\text{U}$  нейтронами с энергией 6–14 МэВ [6], показало, что значительная доля нейтронов (20–30%) образуется в результате прямого взаимодействия. Наблюдаемый спектр имеет высокоэнергетическую составляющую, которая практически постоянна при  $E > 4$  МэВ. Часть таких нейтронов будет наблюдаться и в спектре МНД. Это приведет к тому, что извлекаемый параметр  $\Gamma$  окажется завышенным. С учетом изложенного в работе [3] проанализированы данные с начальной энергией менее порога реакции деления с предварительным испусканием нейтрона ( $E_0 < B_{f1}$ ), представленные в работе [1] вместе с результатами более поздних работ [3, 7–11]. При этом получено

$$\alpha = 0,41 \pm 0,15; \quad \beta = 0,47 \pm 0,08. \quad (2)$$

Основываясь на приведенных соотношениях, можно построить зависимость спектра МНД  $^{238}\text{U}$  от начальной энергии. Спектр нейтронов, испущенных при делении, как функция начальной энергии  $E_0$  и конечной энергии  $E$  описывается выражением

$$\nu(E, E_0) = \alpha_0(E_0) \nu_0(E, E_0) + \alpha_1(E_0) [\nu_1(E, E_0) + f_1(E, E_0)] + \alpha_2(E_0) [\nu_2(E, E_0) + f_2(E, E_0)] + \dots, \quad (3)$$

где  $\alpha_i(E_0)$  – доля процессов эмиссионного деления реакций  $(n, nf)$ ,  $(n, 2nf)$ ;  $\nu_i(E, E_0)$  – средние числа МНД, испущенных в этих процессах;  $f_1(E, E_0)$ ,  $f_2(E, E_0)$  – спектры эмиссионных нейтронов, испущенных перед делением в реакциях  $(n, nf)$ ,  $(n, 2nf)$  соответственно.



Спектры МНД  $^{238}\text{U}$  при начальных энергиях нейтронов 8,94 МэВ (кривая 1), 8,01 МэВ (кривая 2), 7,02 МэВ (кривая 3), 6,01 МэВ (кривая 4) [3]. Сплошными линиями показаны соответствующие максвелловские распределения. Избыток нейтронов в "мягкой" области связан с нейтронами, испущенными перед делением в реакции  $(n, nf)$

Спектры МНД, образующиеся при эмиссионном делении, можно описать максвелловским распределением с параметром  $T$ , рассчитанным из выражения (1), если известно среднее число нейтронов  $\bar{\nu}_i(E_0)$ , испущенных в этом процессе. Однако экспериментальные данные о функциях  $\bar{\nu}_i(E_0)$  отсутствуют. В единственной работе [3] приведены данные о зависимости  $\alpha_1(E_0)$  для  $^{238}\text{U}$ , полученные при начальных энергиях 6–9 МэВ. Точность эксперимента невелика (17–50%), поэтому в работе сделан только качественный вывод о том, что данные эксперимента не противоречат предположению  $\alpha_1(E_0) = \text{const}$  для интервала энергий  $7 \text{ МэВ} \leq E_0 \leq 9 \text{ МэВ}$ .

В работе [3] выделение парциальных зависимостей  $\bar{\nu}_i(E_0)$  основано на том факте, что с открытием новых каналов реакции деления наблюдаются изменения в зависимости полного числа МНД от начальной энергии. Взяв за основу значения  $\alpha_i(E_0)$  и  $\bar{\nu}(E_0)$  из работы [12] и сделав предположение, что поведение зависимости  $\bar{\nu}_i(E_0)$  при  $E_0 > V_{f1}$  [ $V_{f1}$  – порог реакции  $(n, inf)$ ] такое же, как и при  $E_0 < V_{f1}$ , можно получить следующие зависимости [3]:

$$\left. \begin{aligned} \bar{\nu}_0(E_0) &= 2,23 \pm 0,16 E_0; \\ \bar{\nu}_1(E_0) &= 1,39 \pm 0,14 E_0, \quad E_0 > 6 \text{ МэВ}; \\ \bar{\nu}_2(E_0) &= 0,99 \pm 0,10 E_0, \quad E_0 > 11 \text{ МэВ}. \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Предполагая, что жесткость спектров МНД  $^{239}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$  и  $^{237}\text{U}$  определяется только энергией возбуждения, т.е. величиной  $\bar{\nu}_i(E_0)$ , из соотношений (1), (2) и (4) можно определить параметры  $T_1(E_0)$  для каждого делящегося ядра. Жесткость суммарного спектра как функция начальной энергии рассчитывается из соотношения  $\bar{T}(E_0) = \sum_i T_i(E_0) \bar{\nu}_i(E_0) \alpha_i(E_0) / \sum_i \bar{\nu}_i(E_0) \alpha_i(E_0)$ . Величина  $\bar{T}(E_0)$  слабо чувствительна к величинам  $\bar{\nu}_i(E_0)$ ,  $\alpha_i(E_0)$ , используемым при расчете. Так, использование оценки  $\nu(E_0)$  из работы [13] приводит к изменению параметра  $\bar{T}$  не более чем на 0,8%. Изменение величины  $\alpha_i$  на  $\pm 30\%$  вызывает не более чем 3%-ное изменение параметра  $\bar{T}$ . Таким образом, несмотря на неоднозначность выбора величин  $\alpha_i$  и  $\bar{\nu}_i$ , можно ожидать, что средний параметр  $\bar{T}$  рассчитан с удовлетворительной точностью. В табл. I сравниваются результаты расчета с экспериментальными данными.

Таблица I  
Экспериментальные и рассчитанные значения параметра  $T$  для  $^{238}\text{U}$

$E_0, \text{МэВ}$	$T_{\text{эксп}}, \text{МэВ}$	$T, \text{МэВ}$	Литература
1,35	$1,29 \pm 0,03$	1,298	[9]
1,90	$1,35 \pm 0,06$	1,308	[14]
2,02	$1,29 \pm 0,03$	1,310	[9]
2,09	$1,285 \pm 0,03$	1,312	[15]
2,30	$1,23 \pm 0,06$	1,315	[14]
2,47	$1,33 \pm 0,04$	1,318	[7]
4,09	$1,42 \pm 0,04$	1,348	[15]
6,01	$1,36 \pm 0,03$	1,370	[3]
7,00	$1,29 \pm 0,05^*$	1,359	[16]
7,0	$1,33 \pm 0,08$	-	[1]
7,02	$1,31 \pm 0,03$	-	[3]
8,01	$1,36 \pm 0,04$	1,371	[3]
8,94	$1,41 \pm 0,04$	1,386	[3]

\* Значения параметра из работы [16] перенормированы к  $T_{\text{ср}} = 1,42 \text{ МэВ}$ .

Рассмотренная параметризация описывает только часть спектра МНД. В файлы оцененных данных входит полное сечение деления, поэтому должны приводиться спектры нейтронов, соответствующие этому процессу, т.е. описываемые выражением (3). При начальной энергии больше порога реакции  $(n, inf)$  значительная доля нейтронов (около 17%), испущенных перед делением, имеет спектр, отличный от максвелловского распределения (см. рисунок). Однако спектры МНД, приведенные в файлах ENDF/B-V и БНАБ-МИКРО, не учитывают этой особенности.

Наблюдается удовлетворительное согласие экспериментальных данных и расчетной зависимости  $\bar{T}$ . Среднее значение  $\langle T_{\text{эксп}} / \bar{T} \rangle$  и величина среднеквадратичного отклонения равны  $0,99 \pm 0,03$ . В качестве погрешности рекомендованной зависимости целесообразно взять  $\pm 3\%$  – величину среднеквадратичного отклонения экспериментальных данных. Значения параметра  $\bar{T}$  в диапазоне энергий 1–15 МэВ приведены в табл. 2 вместе с оценкой из файла ENDF/B-V, которая принята в файле БНАБ-МИКРО [17]. Параметр  $\bar{T}$  для ENDF/B-V получен из средней энергии уаттовского распределения.

Сравнение результатов, приведенных в табл. 2, показывает, что для энергий 5–15 МэВ данные настоящей работы и ENDF/B-V находятся в хорошем согласии. При меньшей энергии предпочтение следует отдать оценке настоящей работы, так как она ближе к экспериментальным данным.

Угловое распределение МНД  $^{238}\text{U}$  относительно направления падающего нейтрона подробно исследовано для  $E_0 = 2,47 \text{ МэВ}$  [7]. В пределах погрешностей эксперимента  $\Delta \bar{\nu} / \bar{\nu} \leq 6\%$ ,  $\Delta T / T \leq 4\%$  не было обнаружено какой-либо угловой зависимости в величинах  $\bar{\nu}$  и  $T$ .

Наиболее детально форма эмиссионных спектров проанализирована в работе [18] для интервала энергий 7-9 МэВ. Для этих энергий в выражение (3) входит только член  $\alpha_1(E_0)[f_1(E, E_0)]$ , связанный со спектром первого нейтрона  $\phi_1(E, E_0)$  и вероятностью деления  $P_f(u)$  ядра  $^{238}\text{U}$  соотношением  $\alpha_1 f_1(E, E_0) \sim \phi_1(E, E_0) P_f(u)$ , где  $u = E_0 - E$ . В работе [18] из анализа эмиссионных спектров определена зависимость  $P_f(u)$ , которая хорошо согласуется с результатами расчета по статистической модели и с экспериментальными данными из реакции  $^{236}\text{U}(t, pf)$ .

Малочисленность экспериментальных данных о спектрах нейтронов, испущенных перед делением, не позволяет построить эмпирическую зависимость формы спектра от начальной энергии. Однако анализ, проведенный в работе [18], и положительные результаты теоретического описания сечений реакций и спектров нейтронов делящихся ядер [19] позволяют надеяться, что спектры эмиссионных нейтронов в широкой области начальных энергий могут быть рассчитаны с удовлетворительной точностью.

Таблица 2

Рекомендованные значения параметра  $\bar{T}$

$E_0, \text{МэВ}$	Значение параметра $\bar{T}$		$E_0, \text{МэВ}$	Значение параметра $\bar{T}$	
	Настоящая работа	ENDF/B-V		Настоящая работа	ENDF/B-V
1	1,292	1,345	9	1,387	1,407
2	1,310	1,351	10	1,403	1,415
3	1,328	1,358	11	1,420	1,424
4	1,346	1,367	12	1,433	1,432
5	1,363	1,376	13	1,444	1,440
6	1,370	1,385	14	1,448	1,450
7	1,358	1,392	15	1,451	1,458
8	1,371	1,399			

Таким образом, можно сделать выводы:

1. Часть спектра МНД  $^{238}\text{U}$ , определяемая делительными нейтронами, может быть описана максвелловским распределением с одним параметром  $T$ , слабо зависящим от начальной энергии нейтронов. Погрешность этого параметра (около 3%) позволяет рассчитать спектры с точностью 3,5; 7 и 20% для энергий вторичных нейтронов 0,5; 5 и 10 МэВ соответственно. Отклонение от максвелловского распределения, наблюдаемое при  $E > 10$  МэВ, не превышает точности расчета и может не учитываться при подготовке оцененных данных.

2. Для корректного описания спектров МНД необходимо учитывать вклад нейтронов, испущенных перед делением. Спектр эмиссионных нейтронов в широкой области начальных энергий может быть определен только на основе строгих теоретических расчетов.

#### Список литературы

1. Howerton R.J., Dayas R. Nucl. Sci. and Engng, 1971, v.46, p.414.
2. Старостов Б.И., Семенов А.Ф., Нефедов В.Н. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1980, вып.2(37), с.3-44.
3. Корнилов Н.В., Барыба Л.Я., Сальников О.А. Нейтронная физика: Материалы 5-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 15-19 сентября 1980 г. М.: ЦНИИатоминформ, 1980, ч.3, с. 104.
4. Замятин Ю.С., Крошкин Н.И., Мельников А.К. Nuclear data for reactors: Proc. of the II Intern. conf. on nuclear data for reactors (Helsinki, 15-19 June 1970). Vienna, 1970, v.2, p.183.
5. In: Recommendations of Consult. meeting on the  $^{235}\text{U}$  fast-neutron fission cross-section and the  $^{252}\text{Cf}$  fission neutron spectrum (Smolenice, 1983); INDC (NDS)=146/L. 1983.
6. Корнилов Н.В., Журавлев Б.В., Сальников О.А. и др. См. [3], ч.2, с.44.
7. Барыба В.Я., Журавлев Б.В., Корнилов Н.В. и др. Атомная энергия, 1977, т.43, вып.4, с.266.
8. Knitter H. H., Paulsen A., Liskien H., Islam M.M. Atomkernenergie, 1973, v.22, N 2, p.84-86.

9. Almen E., Holmgvist B., Wiedling T. In: [4], p.93.
10. Boldeman J.W., Culey D. In: Proc. Intern. conf. on neutron phys. and nucl. data for reactors and appl. purposes. Harwell, Nucl. Energy Agency, 1978, p.916.
11. Котельникова Г.В., Ловчикова Г.Н., Сальников О.А. Препринт ФЭИ-575. Обнинск, 1975.
12. Davey W.D. Nucl. Sci. and Engng, 1971, v.44, p.345.
13. Малиновский В.В., Тараско М.З., Кузьминов Б.Д. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1985, вып. I, с.24-35.
14. Knitter H. H. Z.Phys., 1971, v.244, p.358.
15. Barnard E., Ferguson A.T.F., McMurray W.R., Van Heerden I.J. Nucl.Phys., 1965, v.71, p.228-240.
16. Bertin A., Bois R., Frehaut J., Hudas P. Нейтронная физика: Материалы 3-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 9-13 июня 1975 г. М.: ЦНИИАтоминформ, 1976, т.5, с.349-358.
17. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Николаев М.Н. и др. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. М.: Энергоиздат, 1981.
18. Корнилов Н.В., Сальников О.А. См. [3], с.40.
19. Груздевич О.Г., Игнатюк А.В., Маслов В.М., Пашенко А.Б. Нейтронная физика: Материалы 6-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 2-6 октября 1983 г. М.: ЦНИИАтоминформ, 1984, т.2, с.318-323.

Статья поступила в редакцию 29 июля 1985 г.

УДК 539.173

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ СРЕДНЕГО ЧИСЛА МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ ПРИ ДЕЛЕНИИ  $^{238}\text{U}$  НЕЙТРОНАМИ

В.В.М а л и н о в с к и й

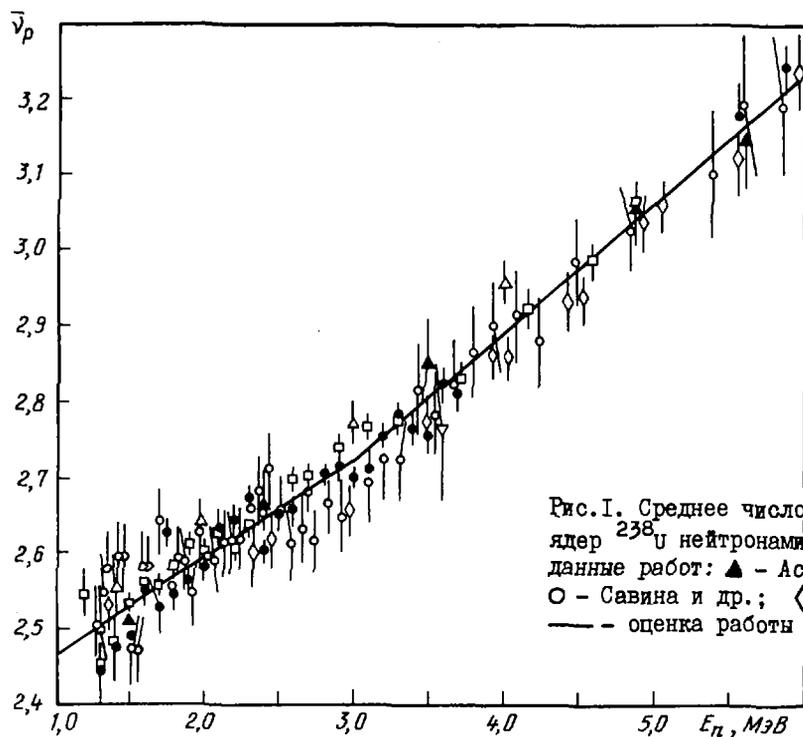
THE AVERAGE NUMBER OF PROMPT NEUTRONS ENERGY DEPENDENCE FOR THE NEUTRON-INDUCED FISSION OF  $^{238}\text{U}$ . Several evaluations of the average number of prompt neutrons for the neutron-induced fission of  $^{238}\text{U}$  are discussed. The current state of the experimental data is presented briefly. Taking into account revision of old data and new experimental results, new evaluation is recommended for use.

В работе [1] и системе констант БНАБ-МИКРО использована оценка энергетической зависимости среднего числа мгновенных нейтронов деления  $\bar{\nu}_p$ , полученная в работе [2]. При подготовке файла данных оценка [2] для диапазона энергий 1,2-15 МэВ была, во-первых, экстраполирована к малым энергиям и энергиям до 20 МэВ, во-вторых, перенормирована к стандарту: значению  $\bar{\nu}_p$  при спонтанном делении  $^{252}\text{Cf}$ , равному 3,7347 [1] [в работе [2] использована величина  $\bar{\nu}_p(^{252}\text{Cf})=3,756$ ].

В последнее время получены следующие сведения:

- величина  $\bar{\nu}_p$  при спонтанном делении  $^{252}\text{Cf}$  с учетом новых измерений и наиболее авторитетных оценок [3,4] принята равной  $3,757 \pm 0,005$ ;
- данные [5], позднее исправленные в работе [6], были еще раз изменены [7], причем в диапазоне энергий нейтронов до 3-4 МэВ исправление значений  $\bar{\nu}_p$  составило около 3%;
- опубликованы результаты измерений величины  $\bar{\nu}_p$  при энергии нейтронов 23-28 МэВ [8];
- опубликованы данные работы [9], приведенные на рис.1.

В работе [10] получена оценка энергетической зависимости  $\bar{\nu}_p$  для  $^{238}\text{U}$  с учетом всех перечисленных изменений (показана на рис.1 для энергий нейтронов до 6 МэВ); в этой работе приведены полная цифровая информация и использованная литература. Современное состояние экспериментальных данных демонстрирует хорошее согласие с оценкой ( $\chi^2=10,2$  при 14 степенях свободы). Данные работы [8] использованы для получения значения  $\bar{\nu}_p$  при  $E_n=20$  МэВ.



На рис.2 показаны результаты разных оценок зависимости  $\bar{\nu}_p(E_n)$ . Метод оценки работ [2] придавал большой вес работе [5], что в основном объясняет примерно 1%-ное расхождение зависимостей  $\bar{\nu}_p(E_n)$  на этом рисунке. Снижение значения  $\bar{\nu}_p$  в работе [1] получено неоправданной перенормировкой стандарта. Оценка работ [11] использовала старые результаты [5] (после первого исправления) и не включала данные работ [9,12].

С учетом требований, предъявляемых к точности знания величины  $\bar{\nu}_p$  для  $^{238}\text{U}$  [13], уточнение, вносимое новой оценкой [10], представляется существенным. Поэтому оценка работ [10] рекомендуется к применению в отечественной библиотеке оцененных ядерных данных.

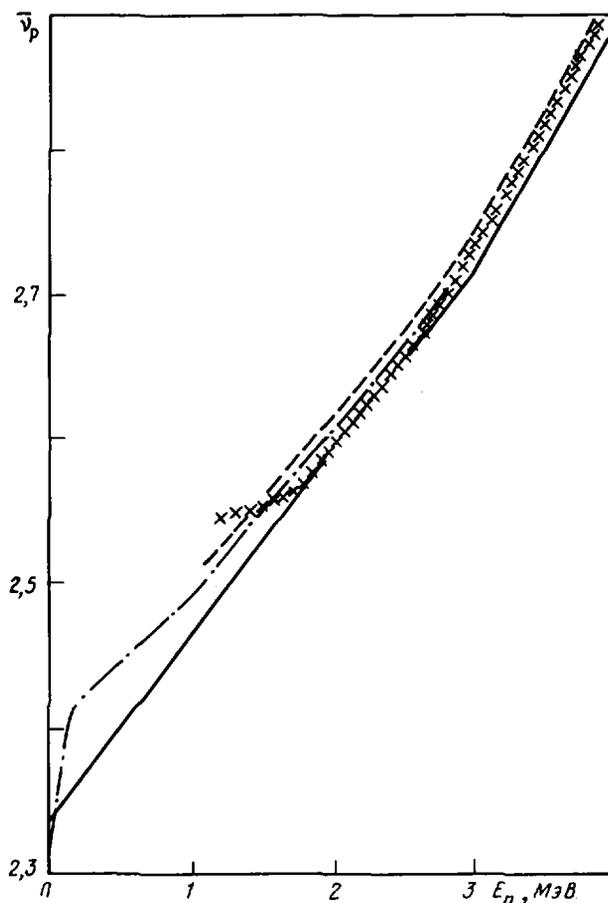


Рис.2. Сравнение оценок зависимости  $\bar{\nu}_p(E_n)$  для  $^{238}\text{U}$  по данным работ: --- [2]; - · - [1]; xxx - [11]; — — — [10]

## Список литературы

1. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Николаев М.Н., Цибуля А.М. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. М.: Энергоиздат, 1981.
2. Прохорова Л.И., Платонов В.П., Нурпеисов Б., Смирненкин Г.Н. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1975, вып.20(I), с.104.
3. Axton E.J. J.European Sci. Technol., 1984, v.5, N 4, p.609.
4. Divadeenam M., Stehn J.R. Ann. Nucl. Energy, 1984, v.11, N 8, p.375.
5. Soleilhac M., Frehaut J., Gauriau J. J.Nucl. Energy, 1969, v.23, p.257.
6. Frehaut J., Mosinski G., Gauriau J. Нейтронная физика: Материалы 2-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 28 мая - 1 июня 1973 г. Обнинск, 1974, т.3, с.155.
7. Frehaut J., Mosinski G., Soleilhac M. Data EXFOR 20. 490, 1980.
8. Frehaut J. Data EXFOR 21. 685, 1980.
9. Воробьева В.Г., Кузьминов Б.Д., Малиновский В.В. и др. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып.1(40), с.62.
10. Малиновский В.В., Тараско М.З., Кузьминов Б.Д. Там же, 1985, вып.1, с.24-35.
11. Manero F., Kinshin V.A. Atomic Energy Rev., 1972, v.10, p.637.
12. Нурпеисов Б., Володин К.Е., Нестеров В.Г. и др. Атомная энергия, 1975, т.39, с.199.
13. WREXDA-83/84: Rep. INDC(SEC)-88/URSF. Vienna, 1983.

Статья поступила в редакцию 29 июля 1985 г.

УДК 539.172.4

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ И ОЦЕНЕННЫЕ ДАННЫЕ О ФУНКЦИЯХ  
ВОЗБУЖДЕНИЯ ДИСКРЕТНЫХ УРОВНЕЙ В РЕАКЦИИ  $^{238}\text{U}(n,n')$

С.П.С и м а к о в

THE EXPERIMENTAL AND EVALUATED DATA FOR THE DISCRETE LEVELS EXCITATION FUNCTIONS FROM  $^{238}\text{U}(n,n')$  REACTION. The compilation and analysis of the experimental data for  $^{238}\text{U}(n,n')$  excitation functions are performed. The experimental results are compared with the evaluated data from the libraries: BNAB ENDF/B-IV and ENDL-78. It is shown that the evaluated data from BNAB library give satisfactory description of the known experimental data, including the new results of last experiments.

Знание ядерных констант в области энергий ниже 1 МэВ имеет большое практическое значение, так как нейтроны с такими энергиями составляют 1/3 полного потока в быстром реакторе. В этой области энергий процесс неупругого рассеяния вносит существенный вклад (до 25%) в полное сечение взаимодействия нейтронов с  $^{238}\text{U}$ . К тому же это единственный процесс, приводящий к "смягчению" энергетического спектра. В связи с этим к знанию сечений неупругого рассеяния и функций возбуждения отдельных уровней предъявляются достаточно строгие требования (неопределенность сечений должна быть меньше 3%) [1].

Рассмотрим состояние экспериментальных и оцененных данных о функциях возбуждения дискретных уровней в реакции  $^{238}\text{U}(n,n')$ . В настоящее время известны оцененные данные следующих библиотек: БНАБ-МИКРО - советская библиотека оцененных данных, изданная в 1981 г. [2] (далее просто БНАБ); ENDL-78 - библиотека Национальной лаборатории Лоуренса в Ливерморе, изданная в 1978 г. [3]; ENDF/B-IV - Американская национальная библиотека, опубликованная в 1975 г. [4].

В табл. I для сравнения приводятся схемы уровней ядра  $^{238}\text{U}$ , принятые в этих библиотеках, и схема уровней, известная из последней компиляции [5]. Как видно, начиная с энергии возбуждения  $U=680$  кэВ в библиотеках использовано псевдоуровневое приближение. Кроме того, в БНАБ отсутствуют функции возбуждения для уровней 307, 827 и 966 кэВ. Область неразрешенных уровней начинается в БНАБ с  $U=1078$  кэВ, а в ENDL-78 и ENDF/B-IV с  $U=2000$  кэВ.

Рассмотрим экспериментальные данные о функциях возбуждения уровней, полученные после опубликования этих обзоров.

В работах [6,7] методом времени пролета измерены сечения возбуждения уровней 45 и 148 кэВ ядра  $^{238}\text{U}$ . Достигнутое в экспериментах энергетическое разрешение (около 10 кэВ) достаточно для уверенного выделения неупругорассеянных нейтронов на фоне большого вклада упругого рассеяния. В этих работах величина сечения получена путем интегрирования экспериментальных угловых распределений рассеянных нейтронов. Таким образом, в них преодолены основные методические трудности, что является необходимым условием достоверности полученных результатов. Функциям возбуждения первых двух уровней ядра  $^{238}\text{U}$  посвящены также данные работы [8], измеренные методом времени пролета в диапазоне энергий 0,9–3,1 МэВ. Несколько худшее разрешение (около 20 кэВ) и измерение функции возбуждения под одним углом рассеяния ( $90^\circ$ ) следует отнести к недостаткам этого эксперимента. В табл.2 данные работ [6–8] сравниваются с оцененными данными. Как видно, оценка из библиотеки ЕНАБ в общем удовлетворительно согласуется с новыми экспериментальными результатами для уровней 45 и 148 кэВ. Можно отметить ее заниженность по сравнению с экспериментом для энергий нейтронов выше 2,5 МэВ. Такая тенденция еще более заметна для более ранней оценки ENDF/B-IV.

Уровни энергий ядра  $^{238}\text{U}$ , кэВ

Таблица 1

ЕНАБ	ENDL-78	ENDF/B-IV	Компиляция [5]
45	45	45	44,9I 2 <sup>+</sup>
148	148	148	148,4I 4 <sup>+</sup>
-	308	308	307,2I 6 <sup>+</sup>
680	680	680	517,8 8 <sup>+</sup> ; 680,1 I <sup>-</sup>
732	732	732	731,9 3 <sup>-</sup>
-	827	827	827,1 5 <sup>-</sup>
939	930	930	927,0 0 <sup>+</sup> ; 930,8 (I <sup>-</sup> )
-	967	967	950 (2 <sup>-</sup> ); 965,9 7 <sup>-</sup> ; 966,3 2 <sup>+</sup>
1006	1000	1000	993 0 <sup>+</sup> ; 998,3 (2 <sup>+</sup> ); 997,5 3 <sup>-</sup>
1047	1041	1041	1037,3 2 <sup>+</sup>
1076	1060	1060	1055 (4 <sup>+</sup> ); 1060,3 2 <sup>+</sup> ; 1076 5I2 <sup>+</sup>

Методом регистрации  $\gamma$ -квантов, сопутствующих неупругому рассеянию нейтронов, измерены функции возбуждения в работах [7–9]. Лучшее энергетическое разрешение (около 4 кэВ), достигнутое с помощью этого метода, позволяет получить данные для вышележащих уровней, хотя и в ограниченном диапазоне энергий, так как с ростом начальной энергии нейтронов увеличивается вероятность заселения рассматриваемого уровня в результате каскадных переходов с вышележащих. Кроме того, большие значения коэффициентов внутренней конверсии для  $\gamma$ -квантов с малой энергией не позволяют измерять функции возбуждения для первых трех уровней ядра  $^{238}\text{U}$ .

Таблица 2

Сечения неупругого рассеяния нейтронов с возбуждением уровней 45 и 148 кэВ, мб

E, кэВ	Уровень 45 кэВ				Уровень 148 кэВ			
	Эксперимент	ЕНАБ	ENDL-78	ENDF/B-IV	Эксперимент	ЕНАБ	ENDL-78	ENDF/B-IV
82	381±2I [6]	530	588	327	-	-	-	-
700	1530±100 [7]	1455	1460	1405	350±40 [7]	378	365	395
1500	700±100 [7]	605	693	285	260±40 [7]	313	378	230
	630±60 [8]	-	-	-	340±60 [8]	-	-	-
2500	510±100 [7]	390	457	200	130±40 [7]	120	179	30
	500±60 [8]	-	-	-	120±20 [8]	-	-	-
3400	570±100 [7]	300	418	165	150±40 [7]	70	122	6

На рис.1 данные работ [9-11] сравниваются с оцененными данными для уровней 680 и 732 кэВ. Приведены также результаты работ [12,13], в которых данные для одних и тех же уровней получены как методом регистрации рассеянных нейтронов, так и методов регистрации  $\gamma$ -квантов. Совпадение результатов двух методов свидетельствует о достоверности полученных функций возбуждения. Как видно из рис.1, оцененные данные удовлетворительно согласуются с результатами последних экспериментов. При сравнении экспериментальных и оцененных данных для других уровней  $^{238}\text{U}$  обнаруживается неопределенность отнесения рассматриваемого уровня к тому или другому псевдоуровню.

Остановимся подробнее на рассмотрении функции возбуждения первого уровня (45 кэВ) ядра  $^{238}\text{U}$  в области энергий 150-500 кэВ. Точность предсказания этой величины определяет точность расчета многих характеристик быстрых нейтронов. Как видно из рис.2, разброс экспериментальных и оцененных данных в этой области энергий значителен. Новых же экспериментальных данных (не учтенных в библиотеке БНАБ), как показал проведенный выше анализ последних исследований, нет. Поэтому нами была предпринята попытка критического анализа всех экспериментальных результатов в диапазоне энергий 150-500 кэВ.

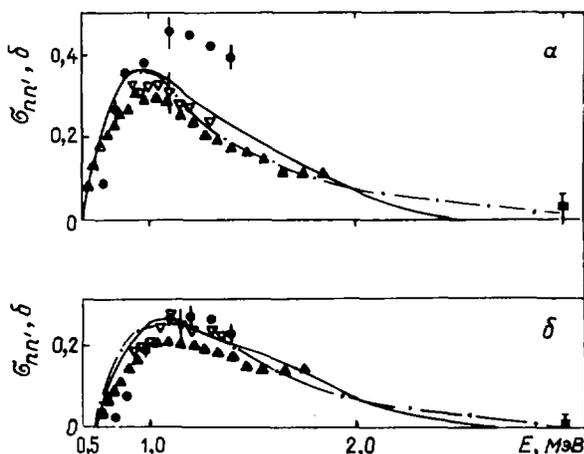


Рис.1

Рис.1. Функции возбуждения уровней 680 кэВ (а) и 733 кэВ (б) ядра  $^{238}\text{U}$ . Экспериментальные данные работ:  $\blacktriangle$  - [9];  $\bullet$  - [10];  $\blacksquare$  - [11];  $\nabla$  - [12,13];  $\blacktriangledown$  - [14]; Оцененные данные: — — БНАБ; - - - - ENDF-78, ENDF/B-IV

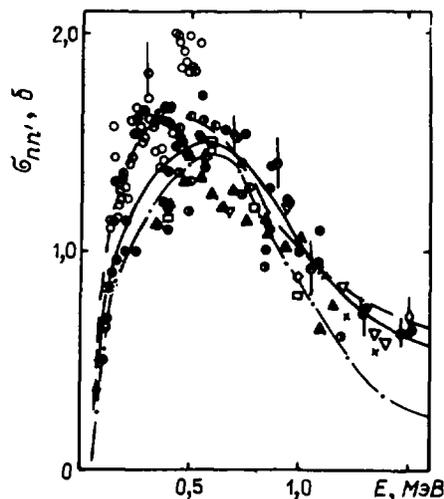


Рис.2

Рис.2. Функции возбуждения первого уровня (45 кэВ) ядра  $^{238}\text{U}$ . Экспериментальные данные работ:  $\blacklozenge$  - [6];  $\diamond$  - [7];  $\circ$  - [8];  $\triangle$  - [15];  $\square$  - [16];  $\blacktriangle$  - [17];  $\bullet$  - [18];  $\circ$  - [19];  $\bullet$  - [20];  $\bullet$  - [21];  $\bullet$  - [22];  $\nabla$  - [23];  $\times$  - [24];  $*$  - [25]. Оцененные данные: — — БНАБ; - - - - ENDF/B-iv; - - - - ENDF-78

В рассматриваемых экспериментах следует выделить два фактора, которые могут привести к значительным погрешностям измеряемых данных: недостаточно высокое энергетическое разрешение и пренебрежение угловой анизотропией рассеянных нейтронов. Используя для анализа информацию, доступную из литературных источников, можно из всех работ [15-25] выделить две [17,21], в которых достигнуто удовлетворительное энергетическое разрешение (10-20 кэВ), а сечения получены на основе экспериментальных угловых распределений нейтронов. Как видно из рис.2, результаты этих двух работ хорошо согласуются между собой и дают наименьшие значения сечений в области энергий 150-500 кэВ.

На основе этого анализа можно сделать вывод, что наилучшее описание функции возбуждения уровня 45 кэВ от порога до 0,5 МэВ дается в библиотеке ENDF/B-IV или близкой к ней библиотеке БНАБ. Подтверждением такого заключения могут служить также данные макроскопических экспериментов [2] или результаты теоретических расчетов [26], предсказывающие в этой области энергий сечения, совпадающие с нижней границей разброса экспериментальных микроскопических данных. Бесспорно, что для окончательного выяснения хода функции возбуждения первого уровня ядра  $^{238}\text{U}$  в районе ее

максимума и согласования экспериментальных и теоретических результатов необходимы новые экспериментальные исследования.

Подводя итог проведенному сравнению и анализу экспериментальных и оцененных данных по функциям возбуждения отдельных уровней ядра  $^{238}\text{U}$  в реакции  $(n, n')$  можно сделать вывод, что оцененные данные из библиотеки БНАБ дают в общем удовлетворительное описание экспериментальных результатов, включая исследования последних лет.

Во время подготовки настоящей работы появилось сообщение [14] о том, что группа авторов из Лоуэллского университета (США) продолжила свои исследования реакции  $^{238}\text{U}(n, n')$  методом регистрации рассеянных нейтронов [12, 13] и получила новые результаты по функциям возбуждения уровней 680–1080 кэВ для энергий нейтронов до 2,2 МэВ. Как видно на примере уровней 680 и 733 кэВ рис. I, новые результаты подтверждают существовавшие ранее экспериментальные данные [9] и оценки. Для высоковозбужденных состояний  $^{238}\text{U}$ , о которых экспериментальных данных крайне мало, результаты работы [14] находятся в удовлетворительном согласии с оцененными данными из библиотеки БНАБ.

#### Список литературы

1. WRENDA 81/82: Rep. INDC(SEC)-78/URSF. Vienna, 1981.
2. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Николаев М.Н., Цибуля А.М. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. М.: Энергоиздат, 1981.
3. Haverton R.J. Rep. UCRL-50400. Livermore, 1978, N.15
4. Poenitz W.P. Rep. ANL/NDM-22. Argonne, 1977.
5. Elles Y.A. Nucl. Data Sheets, 1977, v.21, p.549.
6. Winters R.R., Hill N.W., Macklin R.L. e.a. Nucl. Sci. and Engng, 1981, v.78, p.147.
7. Haouat G., Lachkar J., Lagrange C.R. e.a. Ibid., 1982, v.81, p.491.
8. Bghian L.E., Kegel G.H.R., Marcella T.V. e.a. Ibid., 1979, v.69, p.191.
9. Olsen D.K., Morgan G.L., McConnell J.W. NBS special publication, 1980, v.594, p.677.
10. Казыля Б.Г., Козулин Э.М., Победоносцев Л.А. и др. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1980, вып.4(39), с.14.
11. Блинов М.В., Спиробский Б.Д., Филатенков А.А. Нейтронная физика: Материалы 5-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике. М.: ЦНИИатоминформ, 1984, т.2, с.308.
12. Couchell G.P., Ciarcia C., Egan J.J. e.a. Nucl. data for sci. and technol.; Proc. of the Intern. conf. (Antwerp, 1982). Holland, 1983, p.45.
13. Mittler A., Couchell G.P., Egan J.J. e.a. NBS special publication, 1980, v.594, p.680.
14. Egan J.J., Arthur E.D., Kegel G. e.a. Proc. Intern. conf. on nucl. data for basic and applied sci. (Santa-Fe, 13-17 May 1985).
15. Cranberg L., Levin J.S. Phys. Rev., 1958, v.109, p.2063.
16. Глазков Н.П. Атомная энергия, 1963, т.14, № 4, с.400.
17. Smith A.B. Nucl. Phys., 1963, v.47, p.633.
18. Barnard E., Ferguson A.T.G., McMurray W.R. e.a. Ibid., 1966, v.80, p.46.
19. Barnard E., De Villiers J.A.M., Reitmann D. Nuclear data for reactors. Vienna: IAEA, 1970, v.70, p.103.
20. Egan J.J., Prince A. e.a. NBS special publication, 1975, v.425, p.950.
21. Gnether P., Smith A. Ibid., p.862.
22. Gnether P., Havel D., Smith A. Rep. ANL/NDM-16. Argonne, 1975.
23. Воротников П.Е., Вуколов В.А., Колтыгин Е.А. Нейтронная физика: Материалы 4-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике. М.: ЦНИИатоминформ, 1977, ч.2, с.119.
24. Armitage B., Spencer W. Rep. INDC(UK)-29/U. Vienna, 1977, p.13.
25. Tsang F.Y., Brugger R.M. Nucl. Sci. and Engng, 1978, v.65, p.70.
26. De Saussure G., Smith A.B. In: [12], p.9.

Статья поступила в редакцию 29 июля 1985 г.

СЕЧЕНИЯ И СПЕКТРЫ НЕЙТРОНОВ ИЗ РЕАКЦИЙ  $(n, n')$   
И  $(n, 2n)$  ДЛЯ  $^{238}\text{U}$ 

Н.В.Корнилов

CROSS-SECTIONS AND NEUTRON SPECTRUM FROM  $(n, n')$ ,  $(n, 2n)$  REACTIONS FOR  $^{238}\text{U}$ . The inelastic-continuum and  $(n, 2n)$  cross-sections  $^{238}\text{U}$ , spectrum and angular distributions scattering neutrons was discussed. The shortcomings of the descriptions continuum neutron spectrum in the ENAB-MIKRO and ENDF/B-V was emphasized. The  $(n, n')$  and  $(n, 2n)$  evaluated data of ENAB-MIKRO are in reasonable agreement with results of recent experiments.

Рассмотрим сечения реакций  $(n, n')$  и  $(n, 2n)$  и спектры образующихся в них нейтронов для области начальных энергий  $E_0 > 4$  МэВ. Эта область характеризуется непрерывным распределением вторичных нейтронов, что создает определенные трудности при изучении указанных реакций. Как правило, исследуемый диапазон энергий вторичных нейтронов ограничен снизу порогом регистрации 0,2–0,5 МэВ, а сверху низкоэнергетическим "хвостом" упругого пика. Для корректной экстраполяции спектра к граничным энергиям необходимо детально изучить форму спектра и правильно понять механизм реакции.

Международный формат ENDF представления оцененных данных требует описания спектров нейтронов для каждого парциального процесса: реакций  $(n, n')$ ,  $(n, 2n)$  и т.д. Ввиду отсутствия экспериментальных данных о спектрах нейтронов из отдельных реакций подобное разделение можно сделать только на основе теоретического расчета, в котором обеспечивается согласованное описание экспериментальных данных для всех реакций и суммарных спектров. В области энергий 10–14 МэВ получение экспериментальной информации о спектрах нейтронов затруднено, поэтому правильную оценку можно сделать только на основе теоретических моделей, проверенных в экспериментально доступной области энергий.

Перечисленные факторы подчеркивают важность комплексного подхода (экспериментальные данные плюс теоретический анализ) к оценке спектров и сечений реакций.

Спектры и угловые распределения нейтронов. В многочисленных экспериментах, выполненных в течение 70-х гг., были измерены дважды дифференциальные сечения рассеяния нейтронов на ядрах с  $30 < A < 200$  при начальных энергиях около 14 МэВ [1–3], 9 МэВ [4, 5] и 6–8 МэВ [6]. Детальное исследование спектров нейтронов  $^{238}\text{U}$  для энергий 6–9 и 14 МэВ было проведено в работах [7, 8]; результаты систематизированы [9–13]. Вместе с экспериментальными исследованиями развивались теоретические методы описания спектров нейтронов [3, 14, 15]. На основе этих исследований удалось установить закономерности, общие для широкого интервала массовых чисел, выявить определенные трудности при теоретическом описании экспериментальных данных.

Спектры рассеянных нейтронов представляют собой сумму двух компонентов: равновесного сечения  $\sigma_c$ , преобладающего в области малых энергий вторичных нейтронов, и неравновесного сечения  $\sigma_{di}$ . Хорошим приближением для описания равновесного сечения являются выражения, получаемые в испарительной модели Вайскопфа. Неравновесную составляющую на начальных этапах описывали моделью предравновесного распада [2, 4, 5, 10, 11]. Однако несостоятельность такого подхода проявилась при попытках объяснить несимметричные угловые распределения и вклад нестатических процессов в реакциях  $(n, n')$  и  $(n, p)$ , идущих через одно и то же составное ядро или близкие составные ядра [6, 16]. Более согласованное описание спектров и угловых распределений достигается при использовании моделей прямого взаимодействия [3, 10, 13–15]. Однако при этом удается описать только рассеяние на низколежащие состояния. Не известно, какой вклад дают прямые процессы при возбуждении состояний с энергиями, близкими к начальной. Отсюда различные величины вкладов неравновесных процессов, извлеченные из анализа экспериментальных данных: от 5–10% [13] до примерно 30% [3, 11, 12]. С неоднозначностью оценки вклада прямых процессов в возбуждение высокоэнергетических состояний связана и неоднозначность в определении энергетической зависимости плотности ядерных уровней. Так, в работе [12] при описании спектра нейтронов, рассеянных ядрами в прямом процессе в виде  $\sigma_{di} \sim (E/E_0)^{1/2} (E_0 - E)$ , получено значение параметра плотности ядерных уровней  $a \approx 32 \text{ МэВ}^{-1}$ .

Обработка тех же экспериментальных данных в предположении, что для  $(E_0 - 2)$  МэВ  $< U < E_0$  нет вклада прямых процессов, дает значение  $\alpha \approx 25 \text{ МэВ}^{-1}$ . Отсутствие корректных теоретических расчетов вклада прямых процессов для  $^{238}\text{U}$  в широкой области энергий возбуждения затрудняет использование этих моделей для оценки спектров нейтронов. Поэтому при расчете сечений и спектров нейтронов по-прежнему используются предравновесные модели [17].

Таким образом, несмотря на существующую в настоящее время неоднозначность разделения различных механизмов реакции, современная оценка должна учитывать наличие неравновесной составляющей в спектрах нейтронов, которая для  $^{238}\text{U}$  составляет 70–100 мб/МэВ при начальных энергиях 6–9 и 14 МэВ.

На рис. 1 представлены спектры неупругорассеянных нейтронов для  $E_0 \approx 6$  МэВ, спектры первого нейтрона  $^{238}\text{U}$  для разных начальных энергий [8, 12] и их описание в виде

$$\sigma(E, E_0) = a_1 E U^{-\alpha} \exp(2\sqrt{aU}) + a_2 (E/E_0)^{1/2} (E_0 - E). \quad (I)$$

Эти же экспериментальные данные удовлетворительно описаны и в рамках модели предравновесного распада [17]. Существующие оценки  $^{238}\text{U}$  и других ядер не учитывают отмеченные выше особенности. В оценке ENDF/B-V так же, как и БНАБ-МИКРО [18], спектр рассеянных нейтронов описывается максвелловским распределением, которое, очевидно, не согласуется с экспериментально наблюдаемыми распределениями  $^{238}\text{U}$  и других ядер.

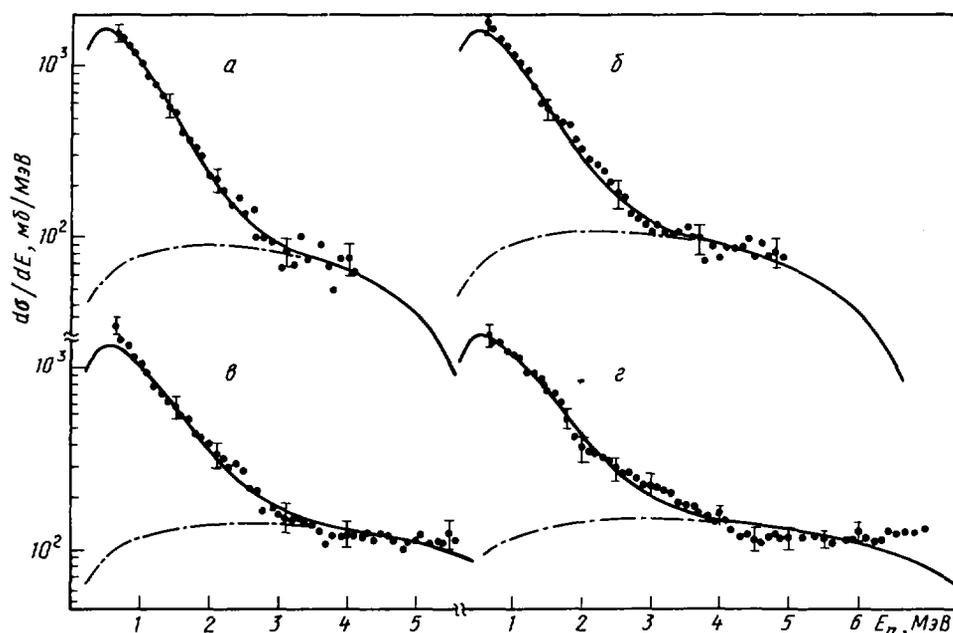


Рис. 1. Проинтегрированный по углам спектр неупругорассеянных нейтронов ( $E_0 = 6,02$  МэВ) и спектры первого нейтрона  $^{238}\text{U}$  для других начальных энергий: ● — экспериментальные данные работ [8, 12]; — и — — — — описание полного спектра и неравновесной составляющей с помощью выражения (I) соответственно;  $E_0$  равна, МэВ: а — 6,12; б — 6,98; в — 7,98; г — 8,94

Еще один недостаток существующих оценок — неправильное разбиение спектров по парциальным сечениям. Спектры нейтронов реакции  $(n, n')$  при  $E_0 > Q_{2n}$  должны достаточно быстро обрываться при энергии вторичных нейтронов  $E < E_0 - Q_{2n}$ . Такая же особенность должна быть в спектрах второго нейтрона при  $E_0 > Q_{2n}$ . Несмотря на эти очевидные факты, существующие оценки предлагают использовать максвелловское распределение для описания спектров и при  $E_0 > Q_{2n}$ . Кроме того, в файлах не выделены спектры нейтронов, испущенных перед делением в реакциях  $(n, xnf)$ , которые должны быть включены в делительный канал и добавлены к спектрам мгновенных нейтронов деления.

Современное состояние теоретических моделей позволяет выделить спектры из отдельных реакций достаточно корректно. Возможности теоретических расчетов продемонстрированы, например, в работе

[17]. Хотя расчет спектров по парциальным сечениям в этой работе сделан не был, принципиальных ограничений для его проведения нет.

Угловое распределение вторичных нейтронов  $^{238}\text{U}$  для  $E_0 \approx 6,8$  МэВ измерено в работе [12]. Наблюдаемая при эксперименте угловая зависимость мала. Так, отношение коэффициентов разложения по полиномам Лежандра  $b_1/b_0 \leq 10\%$  ( $i=1,2$ ). Так как в работе [12] исследовались суммарные дважды дифференциальные сечения для всех процессов (включая деление), количественных данных об угловых распределениях неупругорассеянных нейтронов получено не было.

Исследования дважды дифференциальных сечений неупругого рассеяния на других ядрах показывают, что угловые распределения симметричны относительно угла  $90^\circ$  при малых энергиях вторичных нейтронов. При увеличении энергии наблюдается избыток нейтронов под малыми углами. Аналогичное поведение наблюдается в реакциях  $(p,n)$ ,  $(\alpha,n)$  и др. Для широкой области начальных энергий частиц угловое распределение нейтронов в этих реакциях удовлетворительно описывается эмпирической систематикой, предложенной в работе [19]. Важным результатом этой работы был вывод о том, что форма угловых распределений в первом приближении зависит только от энергии испущенных частиц и относительного вклада неравновесной эмиссии.

В работе [20] показано, что соотношения, приведенные в работе [19], применимы для описания угловых распределений в реакции  $(n,n')$ . Распространяя эти результаты на  $^{238}\text{U}$ , можно ожидать, что в области малых энергий рассеянных нейтронов  $\sigma(0^\circ)/\sigma(90^\circ) \leq 1,15-1,20$ . При увеличении энергии, например  $E \approx 10$  МэВ и  $E_0 \approx 14$  МэВ, отношение  $\sigma(0^\circ)/\sigma(180^\circ) \approx 3$ .

В существующих оценках угловое распределение рассеянных нейтронов принимается изотропным. Такое предположение с точностью не более 20%, по всей видимости, оправдано только для малых энергий рассеянных нейтронов. Необходимость включения в файлы неизотропной зависимости должна быть определена практическими потребностями.

Сечения реакции  $(n,n')$ . Рассмотрим экспериментальные данные о сечении неупругого рассеяния, полученные в 80-х гг. и не вошедшие в файл оцененных данных [18]. В работе [12] измерено сечение реакции  $(n,n')$  при начальной энергии около 6 МэВ. Экспериментально было получено сечение в диапазоне энергий вторичных нейтронов 0,62–4,1 МэВ, равное  $(1260 \pm 90)$  мб. Для получения полного сечения реакции  $(n,n')$  к этой величине добавлено сечение рассеяния на отдельные уровни 0,045 МэВ  $\leq u \leq 1,078$  МэВ из работы [18]  $(326 \pm 60)$  мб, экстраполированы в виде константы сечения из области 3–4 МэВ в интервал 4,1–4,94 МэВ  $(66 \pm 120)$  мб и с помощью выражения (1) определено сечение рассеяния для энергий 0–0,62 МэВ  $(800 \pm 160)$  мб. При этом была получена величина сечения  $\sigma_{in} = (2,45 \pm 0,23)\sigma$  (рис.2). Погрешности различных составляющих считались независимыми. В работе [12] на основе эмпирически определенной формы спектра первого нейтрона и расчетов в рамках изотропной модели для определения сечений реакций  $(n,n')$ ,  $(n,2n)$  получено сечение  $(n,n')$  для области энергий 6–11 МэВ. Параметры, необходимые при расчете, кроме спектра первого нейтрона, подбирались из условия наилучшего описания экспериментальных сечений  $(n,2n)$  и делимости ядра  $^{238}\text{U}$ .

Интересные результаты о сечении неупругого рассеяния опубликованы в работе [21] для энергий нейтронов 0,9–3,5 МэВ. Экспериментально определялось псевдоупругое рассеяние, при котором рассеянные нейтроны попадают в контролируемый интервал вблизи начальной энергии. Исходя из полного сечения и сечения деления, известных в этой области с высокой точностью, определено сечение  $\sigma_{in}$  за исключением рассеяния на первые один или два уровня. Погрешность экспериментальных данных составляла 8–10%. На рис.2 приведены полные сечения реакции  $(n,n')$ , полученные из данных работы [21] и сечений рассеяния на первые уровни из файла БНАБ-МИКРО [18]. Как видно из рис.2, оценка полного сечения неупругого рассеяния нейтронов из работы [18] в пределах не более 10% согласуется с последними экспериментальными результатами.

Реакция  $(n,2n)$ . Сечение реакции  $(n,2n)$  проанализировано детально [22]. На основе доступных экспериментальных данных дана оценка сечения и определена величина погрешности; сделан вывод, что потребность в точности сечения реакции  $(n,2n)$  удовлетворена. После завершения оценки [22] появились новые пересмотренные данные [23], которые оказались примерно на 10% ниже рекомендованных сечений [22] для  $E_0 < 10$  МэВ. Таким образом, в настоящее время сложилась более неопределенная ситуация, чем к моменту опубликования работы [22]; выявлены систематические различия в



экспериментальных данных, полученных активационным методом и по регистрации множественных нейтронов большим сцинтилляционным детектором.

Сечения реакции  $(n, 2n)$ , измеренные активационным методом в различных лабораториях, при  $E_0 < 10$  МэВ хорошо согласуются между собой и с рекомендованной зависимостью [22], поэтому до получения дополнительных данных целесообразно не переоценивать сечения реакции, увеличив погрешность зависимости примерно до 10%. Сравнение сечений реакции  $(n, 2n)$  из файла БНАБ-МИКРО [18] и из работы [22] приведено на рис.3. Наблюдается удовлетворительное (в пределах погрешностей, оцененных в работе [22]) согласие результатов в широкой области энергий от 7 до 19 МэВ.

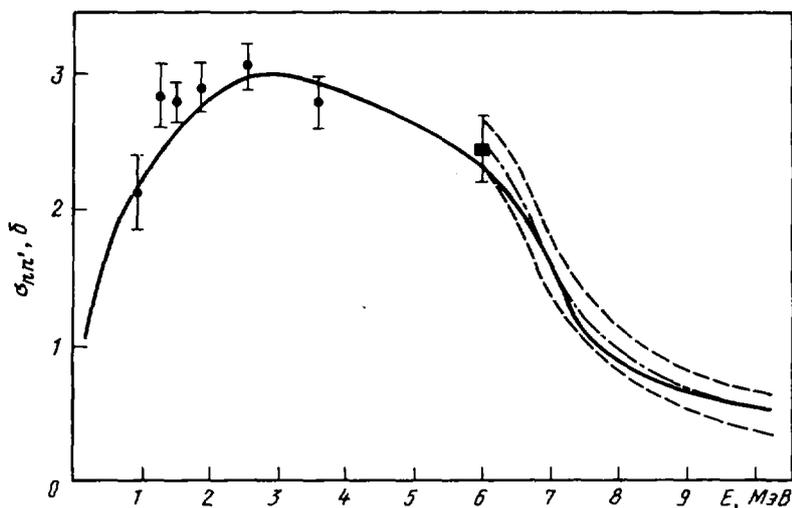


Рис.2. Полное сечение неупругого рассеяния. Экспериментальные данные работ: ● - [21]; ■ - [12]; — - оценка работы [18]; - - - и - - - соответственно сечение и его погрешность, определенные в работе [12]

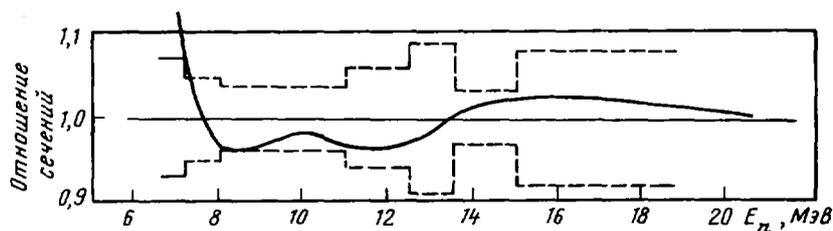


Рис.3. Отношение сечения реакции  $(n, 2n)$  из БНАБ-МИКРО к результатам работы [22]: - - - - погрешность сечения, определенная в работе [22]

Из изложенного можно сделать следующие выводы:

1. Представленные в файлах БНАБ-МИКРО и БНДР/В-В спектры нейтронов из реакций  $(n, n')$ ,  $(n, 2n)$  не соответствуют современному уровню знаний о механизме протекания реакций. Неправильно осуществлено разбиение спектров по парциальным процессам.

2. При необходимости включения в файлы оцененных данных неизотропной угловой зависимости неупругорассеянных нейтронов нужны для этого расчеты могут быть сделаны на основе систематики работы [19].

3. Сечения реакции  $(n, n')$ , представленные в файле БНАБ-МИКРО, в пределах не более 10% согласуются с экспериментальными данными, полученными в последние годы. Удовлетворительное согласие наблюдается также для сечения реакции  $(n, 2n)$ .

Список литературы

1. Сальников О.А., Ловчикова Г.Н., Котельникова Г.В. и др. Ядерные константы, 1971, вып.7, с.102 и с.134; 1972, вып.10, с.18; 1974, вып.15.
2. Hermsdorf D., Musiol G. e.a. Rep. Zfk-243, 1972, p.25.
3. Сальников О.А., Сапрыкин Е.М., Котельникова Г.В. и др. Ядерная физика, 1973, т.17, с.1001.
4. Биряков Н.С., Журавлев Б.В., Корнилов Н.В. и др. Препринт ФЭИ-457. Обнинск, 1973.
5. Биряков Н.С., Журавлев Б.В., Корнилов Н.В. и др. Ядерная физика, 1974, т.19, с.1190.
6. Сальников О.А., Ловчикова Г.Н., Симаков С.П. и др. Нейтронная физика: Материалы 5-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 15-19 сентября 1980 г. М.: ЦНИИатоминформ, 1980, ч.2, с.144.
7. Барыба В.Я., Журавлев Б.В., Корнилов Н.В. и др. Препринт ФЭИ-679. Обнинск, 1976.
8. Корнилов Н.В., Барыба В.Я., Сальников О.А. См. [6], ч.1, с.44.
9. Сальников О.А. Неупругое рассеяние нейтронов в области перекрывающихся уровней. - Автореф. на соиск. учен. степ. доктора физ.-матем.наук. Л., 1975.
10. Журавлев Б.В. Неупругое рассеяние с начальной энергией 9 МэВ и плотность ядерных уровней. - Автореф. на соиск. учен. степ. канд. физ.-матем. наук. М., 1974.
11. Пляскин В.И. Угловое и энергетическое распределение нейтронов с начальной энергией 9 МэВ. - То же, Дмитровград, 1975.
12. Корнилов Н.В. Экспериментальные исследования взаимодействия нейтронов средних энергий с ядрами  $^{238}\text{U}$ . - То же, Л., 1981.
13. Симаков С.П. Неупругое рассеяние нейтронов в области энергий 5-8 МэВ на ряде стабильных ядер. - То же, Л., 1983.
14. Игнатюк А.В., Лунев В.П., Проняев В.Г. Изв. АН СССР, сер. физ., 1975, т.39, с.2144.
15. Игнатюк А.В. Статистические свойства возбужденных атомных ядер. М.: Энергоатомиздат, 1983.
16. Биряков Н.С., Журавлев Б.В., Корнилов Н.В. и др. Нейтронная физика: Материалы 4-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 18-22 апреля 1977 г. М.: ЦНИИатоминформ, 1977, ч.1, с. 260.
17. Груздев О.Т., Игнатюк А.В., Маслов В.М., Пашенко А.Б. Нейтронная физика: Материалы 6-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 2-6 октября 1983 г. М.: ЦНИИатоминформ, 1984, ч.2, с.318.
18. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Николаев М.Н. и др. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. М.: Энергоиздат, 1981.
19. Kalbach C., Mann F.M. Proc. Symp. on neutron cross-section from 10 to 50 MeV: BNL-NCS-51245, 1980, p.689.
20. Журавлев Б.В., Корнилов Н.В. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып.5(44), с.16.
21. Smith A.B., Guenther P.T., McKnight R.D. In: Nucl. data for sci. and technol.: Proc. of the Intern. conf. (Antwerp, 1982). Holland, 1983, p.39.
22. Корнилов Н.В., Виноградов В.Н., Гай Е.В. и др. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1982, вып.1(45), с.33.
23. Frehaut J., Bertin A., Bois R., Javy J. Proc. symp. on neutr. cross-section 10-50 MeV. USA, Upton, 1980: INDC(USA)-84/L.

Статья поступила в редакцию 29 июля 1985 г.

ANALYSIS OF THE FAST NEUTRON SCATTERING CROSS-SECTIONS ON EVEN NICKEL ISOTOPES. Experimental data on differential and integrated neutron elastic and inelastic scattering cross-sections for nuclei  $^{58,60,62,64}\text{Ni}$  in the energy range 0.5–9.0 MeV in conjunction with the total cross-sections are analysed using the spherical optical, statistical and coupled-channel models. The data on the elastic and inelastic scattering cross-sections are compared with the present evaluations.

**Н**икель является важным компонентом нержавеющей стали, которая нашла широкое применение в ядерных и термоядерных установках. Это определяет ценность данных о сечениях взаимодействия нейтронов с ядрами никеля в широкой области энергий. Экспериментальная информация о сечениях рассеяния быстрых нейтронов изотопами никеля кроме практического значения, связанного с проектированием реакторов, имеет и теоретическое значение, связанное с проверкой применимости различных ядерных моделей и исследованием динамики изменения механизма рассеяния нейтронов с энергией.

Практическую ценность имеют только те данные о сечениях рассеяния быстрых нейтронов ядрами никеля, которые удовлетворяют требованиям, предъявляемым к сечениям конструкционных материалов. Точность существующей экспериментальной информации о сечениях рассеяния быстрых нейтронов ядрами никеля ниже точности, предъявляемой к сечениям рассеяния нейтронов конструкционными материалами. Поэтому накопление новой экспериментальной информации хорошей точности и надежности о процессах рассеяния быстрых нейтронов ядрами никеля является актуальной задачей.

Авторы измерили дифференциальные сечения упругого и неупругого (с возбуждением первых одного-четырех уровней) рассеяний нейтронов с энергиями 1,5; 2,0; 2,5; 3,0; 5,0; 6,0 и 7,0 МэВ изотопами  $^{58,60,62,64}\text{Ni}$ . Данные о сечениях рассеяния в разрозненной форме уже были опубликованы [1–9], в настоящей работе они представлены в систематическом виде. Полученные экспериментальные данные вместе с данными других авторов при сопоставимых энергиях проанализированы в рамках сферической оптической модели, статистической модели и модели связанных каналов. Для полноты анализа использованы также энергетические зависимости полных и интегральных сечений упругого и неупругого рассеяний нейтронов исследуемыми изотопами никеля в диапазоне энергий 0,5–9,0 МэВ с привлечением имеющихся в литературе данных других авторов. Данные о сечениях упругого и неупругого рассеяний сопоставлены с результатами современных оценок.

**Результаты измерений.** Измерения дифференциальных сечений упругого и неупругого рассеяний нейтронов с возбуждением одного-четырех нижайших уровней изотопов  $^{58,60,62,64}\text{Ni}$  проведены с помощью спектрометра по времени пролета [10,11] на образцах с высоким изотопным обогащением (95–98%). Средний энергетический разброс составлял  $\pm 50$  кэВ для нейтронов в области энергий 1,5–3,0 МэВ и 170–120 кэВ для нейтронов в области энергий 5,0–7,0 МэВ. По измеренным спектрам рассеянных нейтронов в области углов  $20$ – $150^\circ$  определены дифференциальные сечения упругого и неупругого рассеяний нейтронов ядрами  $^{58,60,62,64}\text{Ni}$ . Сечения упругого рассеяния определены нормировкой по потоку нейтронов, измеренному под углом  $0^\circ$ , а сечения неупругого рассеяния – нормировкой по хорошо известному сечению (n-p)-рассеяния. В измеренные сечения введены поправки на анизотропию выхода нейтронов из мишени и на ослабление потока нейтронов в образце, а в сечения упругого рассеяния – еще и поправки на угловое разрешение эксперимента и на многократное рассеяние нейтронов в образце. Измеренные авторами дифференциальные сечения упругого и неупругого рассеяний нейтронов ядрами  $^{58,60,62,64}\text{Ni}$  при энергиях 1,5; 2,0; 2,5; 3,0; 5,0; 6,0 и 7,0 МэВ изображены на рис.1. Приведенные на рисунках погрешности сечений являются полными и включают в себя погрешности измерений, нормировки и введения поправок. В области энергий 1,5–5,0 МэВ погрешность составляет в основном 10–20% для упругого и 5–10% для неупругого рассеяний. При энергиях нейтронов 6,0 и 7,0 МэВ погрешности составляют 3–10% (в минимумах) для сечений упругого рассеяния и 4–9% (кроме трех передних углов) для сечений неупругого рассеяния.

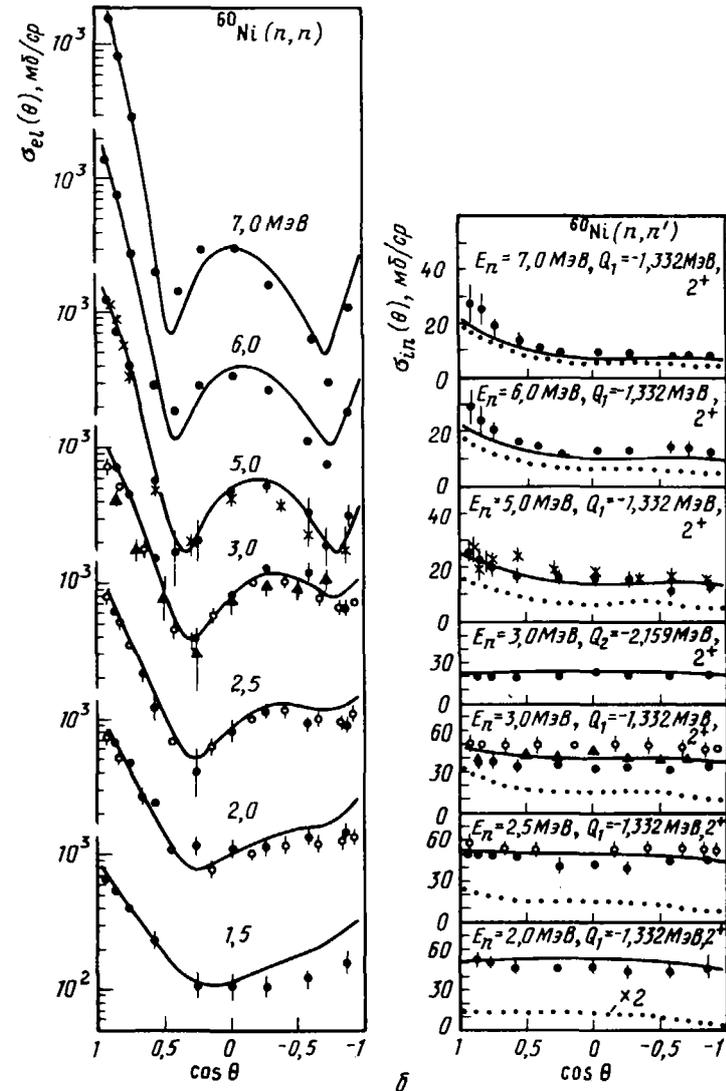
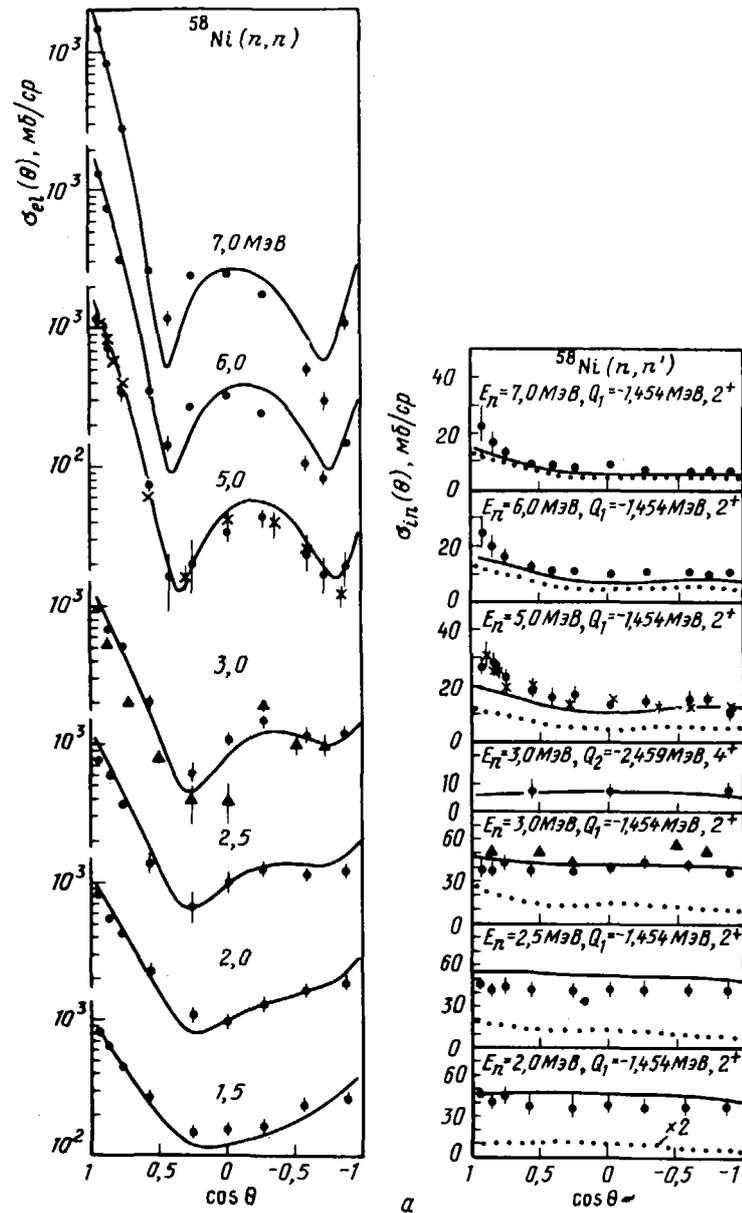


Рис. I. Дифференциальные сечения упругого и неупругого рассеяний нейтронов с энергиями 1,5–7,0 МэВ ядрами  $^{58}\text{Ni}$  (а),  $^{60}\text{Ni}$  (б),  $^{62}\text{Ni}$  (в),  $^{64}\text{Ni}$  (г). Экспериментальные сечения: ● – [1,2,4–9]; × – [12]; ▲ – [13]; ○ – [15]. Теоретические сечения: — — рассчитанные по оптической модели (ОМ) и статистической модели Хаузера–Фешбаха–Мольдауэра (НМ) для упругого рассеяния и рассчитанные по модели связанных каналов (СС) и статистической модели НМ для неупругого рассеяния; ... — сечения, рассчитанные по модели СС

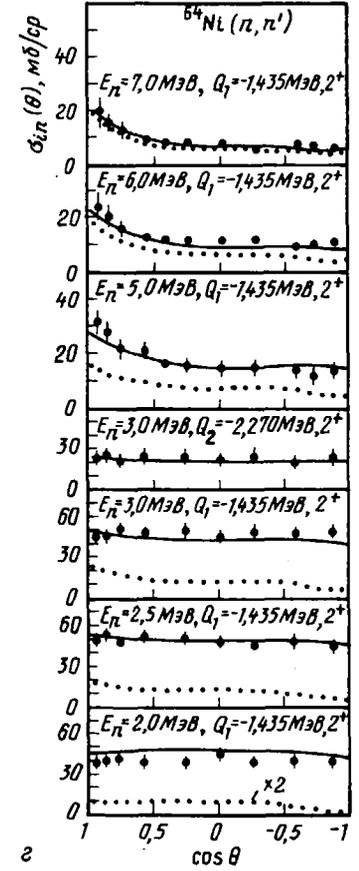
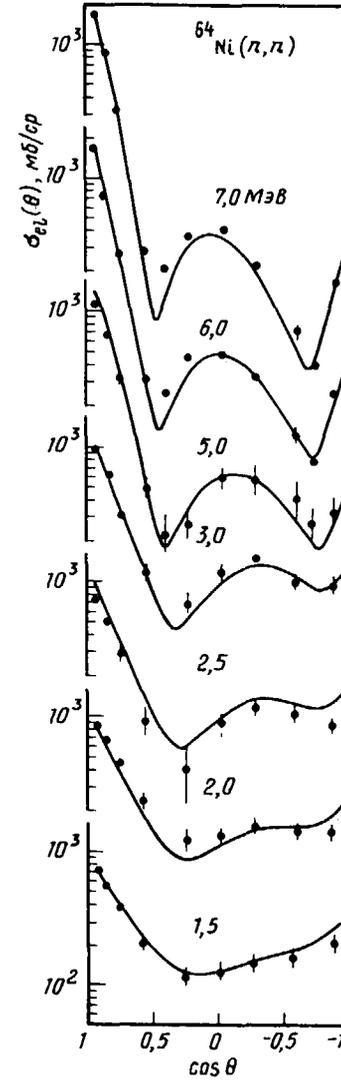
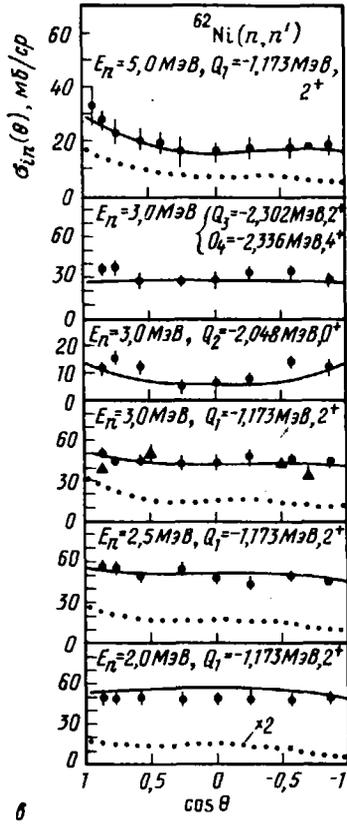
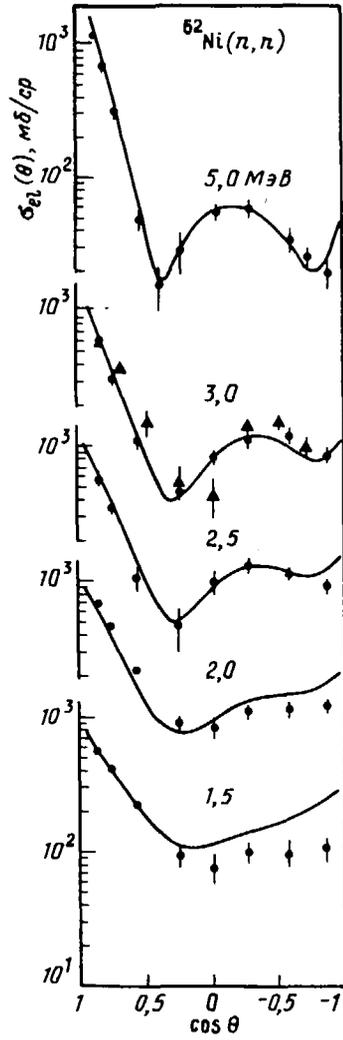


Рис. I. Окончание

Большинство измеренных сечений получены впервые. Имеются только четыре работы по угловым распределениям рассеянных нейтронов на изотопах никеля [12-15]. Данные этих работ при сопоставимых энергиях также представлены на рис.1. Из рисунков видно, что данные работы [12] хорошо согласуются с данными авторов, а данные об угловых распределениях упругорассеянных нейтронов работы [13] и данные работы [15] об угловых распределениях неупругорассеянных нейтронов заметно отличаются от наших данных.

Данные авторов о дифференциальных сечениях неупругого рассеяния при энергиях 2,0-3,0 МэВ можно сравнить также с данными работ [16,17], которые получены в измерениях сечений неупругого рассеяния нейтронов на природном никеле. Настоящие данные при энергии нейтронов 3,0 МэВ согласуются с данными работы [16] как по форме угловых распределений, так и по величине сечений. Данные работы [17] при энергии нейтронов 2,02 МэВ для первых уровней ядер  $^{58,60,62}\text{Ni}$  значительно (примерно в полтора раза) отличаются от настоящих данных по величине при сходной форме угловых распределений. При энергиях нейтронов 2,65 и 3,26 МэВ наблюдается удовлетворительное согласие с нашими данными, за исключением величин сечений при энергии нейтронов 2,65 МэВ для ядра  $^{62}\text{Ni}$ .

По дифференциальным сечениям рассеяния быстрых нейтронов четными изотопами никеля в наших работах получены интегральные сечения упругого и неупругого рассеяния нейтронов исследуемых энергий. По интегральным сечениям упругого рассеяния нейтронов на изотопах никеля были определены также интегральные сечения упругого рассеяния нейтронов никелем природного изотопного состава. Энергетические зависимости интегральных сечений представлены на рис.2,3. На этих рисунках приведены также данные других авторов о сечениях упругого рассеяния [12,14,15,17-26], о сечениях неупругого рассеяния [12,13,15-17,19,20,27-32] и о полных сечениях для никеля природного изотопного состава [33] и изотопов никеля [12,15,18,34-36] в энергетическом интервале 0,5-9,0 МэВ.

В исследуемой области энергий для ядер  $^{62,64}\text{Ni}$  практически отсутствует экспериментальная информация о полных сечениях. Имеющиеся данные о полных сечениях для ядер  $^{58,60}\text{Ni}$  не противоречат данным о полных сечениях для никеля природного изотопного состава. Из рис.2 видно, что полученные авторами интегральные сечения упругого рассеяния быстрых нейтронов четными изотопами никеля хорошо согласуются с имеющимися в литературе данными. Из рис.3 видно, что данные авторов об интегральных сечениях упругого рассеяния нейтронов в области энергий 1,5-7,0 МэВ никелем природного изотопного состава хорошо согласуются со всей совокупностью экспериментальных данных и что, за исключением отдельных точек, экспериментальные данные разных авторов хорошо согласуются между собой.

Из рис.2 видно, что при энергиях нейтронов до 3 МэВ в сечениях неупругого рассеяния наблюдается значительный разброс данных, часто превышающий их экспериментальные погрешности. В первую очередь это относится к данным, полученным на основе измерений выхода  $\beta$ -квантов, сопутствующих неупругому рассеянию нейтронов, и к данным, полученным на основе измерений сечений неупругого рассеяния нейтронов на природном никеле. Данные авторов настоящей работы хорошо согласуются с общим ходом энергетической зависимости, способствуют устранению существующих противоречий между данными разных авторов, а при энергиях выше 5 МэВ заполняют существующие пробелы в данных о сечениях.

Теоретический анализ. Данные авторов и имеющиеся в литературе экспериментальные данные о полных сечениях, дифференциальных и интегральных сечениях упругого и неупругого рассеяния проанализированы в рамках существующих теоретических представлений о взаимодействии нейтронов с ядрами. Экспериментальные данные сопоставлены с рассчитанными по сферической оптической модели (ОМ), по методу связанных каналов (СС), по статистической модели Хаузера - Фешбаха (НФ) и по модели Хаузера - Фешбаха - Мольдауэра (НФМ). Методика расчетов подробно описана в работе [37].

В расчетах сечений по оптической модели использован набор усредненных параметров сферического оптического потенциала, полученный на основе подгонки к полным сечениям и к сечениям упругого рассеяния для ядер средней относительной атомной массы в области энергий нейтронов 1,5-6,0 МэВ [38]:

$$\begin{aligned} v_c &= (48,7-0,33E) \text{ МэВ}; w_c = (7,2+0,66E) \text{ МэВ}; v_{s0} = 7,5 \text{ МэВ}; \\ a_v &= a_{s0} = 0,65 \text{ фм}; a_w = 0,98 \text{ фм}; r_0 = 1,25 \text{ фм}. \end{aligned} \quad (1)$$

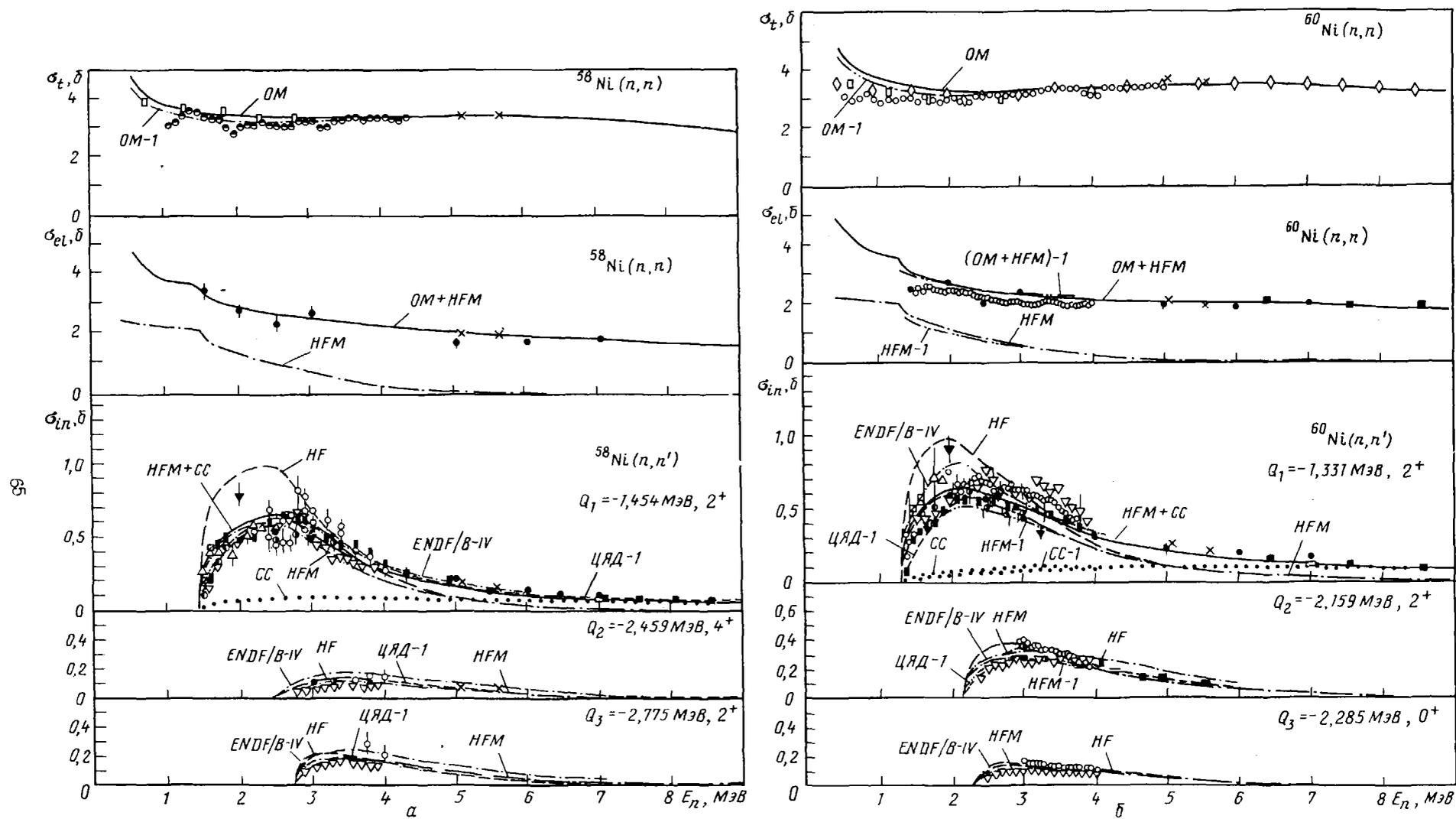


Рис.2. Энергетические зависимости полных сечений, сечений упругого и неупругого рассеяний нейтронов при возбуждении трех нижайших уровней ядра  $^{58}\text{Ni}$  (а),  $^{60}\text{Ni}$  (б),  $^{62}\text{Ni}$  (в),  $^{64}\text{Ni}$  (г). Экспериментальные сечения:  $\bullet$  - [2,4-97];  $\times$  - [12];  $\blacktriangle$  - [13];  $\circ$  - [16];  $\blacktriangledown$  - [17];  $\dagger$  - [18];  $\circ$  - [15,197];  $\blacksquare$  - [14-20];  $\blacksquare$  - [27];  $\triangle$  - [26];  $\circ$  - [29];  $\square$  - [30];  $\square$  - [31];  $\nabla$  - [32];  $\diamond$  - [33];  $*$  - [34];  $\square$  - [35];  $\circ$  - [36]. Кривые - результаты расчетов по оптической модели (OM, OM-1), по модели связанных каналов (CC, CC-1) и по статистическим моделям без учета флуктуаций ширины уровней (HF) и с учетом их (HFM, HFM-1), а также данные современных оценок ЦЯД-1 и ENDF/B-IV

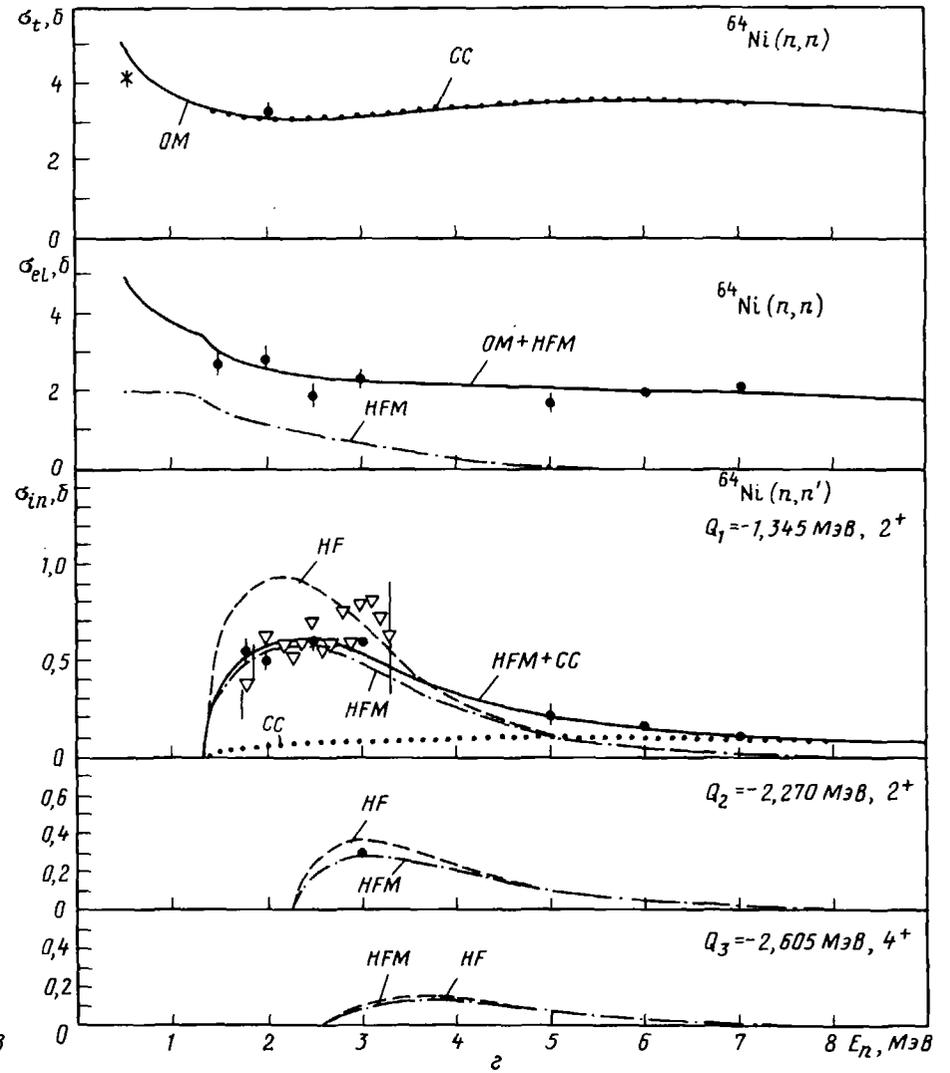
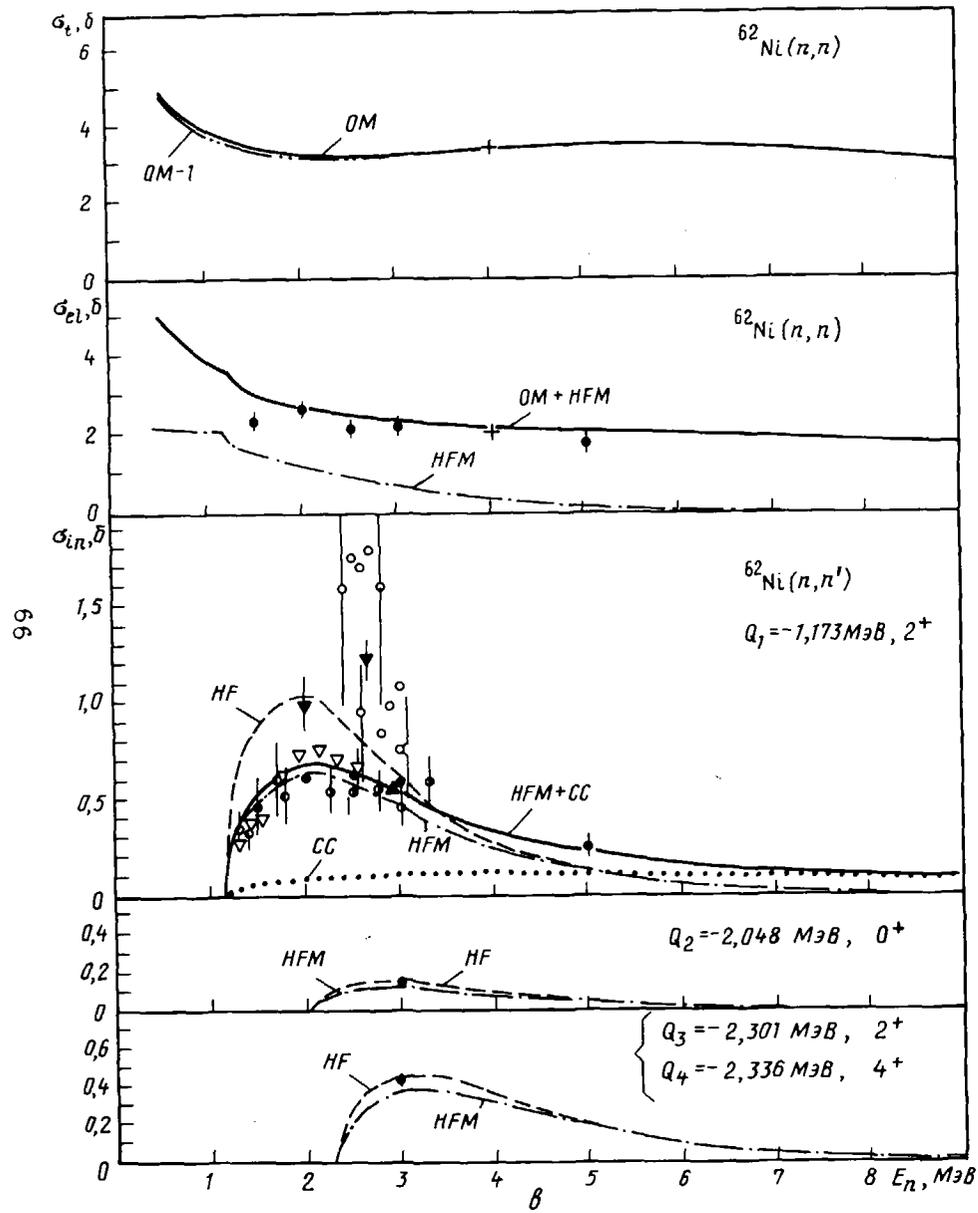


Рис. 2. Окончание

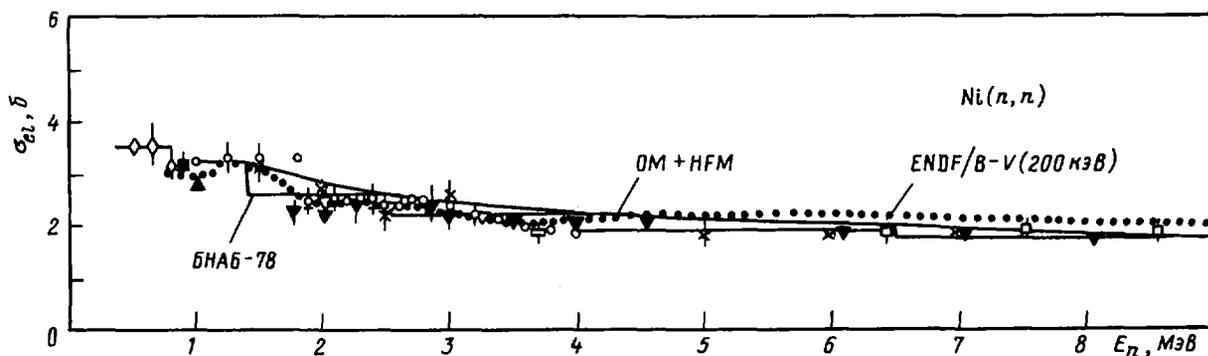


Рис. 3. Энергетические зависимости интегральных сечений упругого рассеяния быстрых нейтронов ядрами никеля. Экспериментальные сечения:  $\times$  - [1-9];  $\nabla$  - [17];  $\circ$  - [19];  $\square$  - [20];  $\diamond$  - [21];  $\nabla$  - [22];  $+$  - [23];  $\blacksquare$  - [24];  $\blacktriangle$  - [25];  $\square$  - [26]. — результаты расчетов по статистической модели НФМ с параметрами (1); ..... данные оценки ENDF/B-V, усредненные по интервалу 200 кэВ; сплошная гистограмма - данные групповой системы констант БНАБ-78

Кроме того, в расчетах по оптической модели использовали набор оптимальных параметров для никеля, полученный подгонкой к полным сечениям в диапазоне энергий нейтронов 0,5-20 МэВ [39]:

$$\begin{aligned} V_c &= (51,33 - 0,331E) \text{ МэВ}; & W_c &= (8,068 + 0,112E) \text{ МэВ}; & V_{so} &= 7,0 \text{ МэВ}; \\ a_v &= a_{so} = 0,541 \text{ фм}; & a_w &= 0,40 \text{ фм}; & r_v &= r_{so} = 1,24 \text{ фм}; & r_w &= 1,4 \text{ фм}. \end{aligned} \quad (2)$$

В расчетах по методу связанных каналов [40] использовали те же параметры потенциала, что и в сферической оптической модели; только значение  $W_c$  уменьшалось на 20% для сохранения тех же значений полных сечений, что и в сферической оптической модели. В расчетах по методу связанных каналов учитывалась связь основного и первого возбужденного состояний в предположении их вибраторной природы. Расчеты по методу связанных каналов проведены с использованием комплексного потенциала связи и следующих значений параметра динамической деформации:  $\beta_2 = 0,20$  для ядер  $^{58,64}\text{Ni}$  и  $\beta_2 = 0,22$  для ядер  $^{60,62}\text{Ni}$  [41]. Сравнение полных сечений исследуемых изотопов никеля, вычисленных по методу оптической модели и методу связанных каналов, показало, что расхождения не превышают 2% (см. рис. 2, г).

Сечения рассеяния через составное ядро вычисляли по статистическим моделям Хаузера - Фешбаха [42] и Хаузера - Фешбаха - Мольдауэра [43]. В расчетах по статистическим моделям до энергии 3,0-3,5 МэВ учтены дискретные уровни с известными характеристиками, а вклады более высоких возбужденных уровней в сечения рассеяния через составное ядро учитывали как вклады континуума с распределением плотности уровней, определяемым моделью ферми-газа с параметрами  $a$  и  $\Delta$  из работы [44]. В расчетах по статистической модели учитывали только нейтронные выходные каналы, а конкурирующие каналы с вылетом протонов и  $\alpha$ -частиц для ядер  $^{58,60}\text{Ni}$  учтены множителем  $(\sigma_c - \sigma_{np} - \sigma_{n\alpha}) / \sigma_c$ . Так как в расчетах по статистической модели использовали проницаемости, вычисленные по оптической модели, то при сложении прямых сечений с компаундными сечениями последние нормировали множителем  $(\sigma_c^{OM} - \sigma_{2^+}^{CC}) / \sigma_c^{OM}$ , где  $\sigma_c^{OM}$  - сечение образования составного ядра, вычисленное по оптической модели, а  $\sigma_{2^+}^{CC}$  - сечение прямого возбуждения уровня  $2^+$ , вычисленное по методу связанных каналов.

Сравнение вычисленных дифференциальных сечений упругого и неупругого рассеяний нейтронов с экспериментальными приведено на рис. 1. Видно, что теоретические сечения, вычисленные с использованием усредненного набора параметров оптического потенциала, удовлетворительно согласуются с экспериментальными. Результаты теоретических расчетов полных сечений и интегральных сечений упругого и неупругого рассеяний нейтронов с энергиями 0,5-9,0 МэВ приведены на рис. 2, 3. Из этих рисунков видно, что полные сечения, вычисленные по оптической модели с параметрами (1) и (2), очень мало различаются между собой и хорошо согласуются с экспериментальными данными. Однако расчеты с параметрами (2) дают заниженные вклады как прямого (CC-I), так и компаундного (НФМ-I) рассеяния в суммарные сечения возбуждения первых уровней  $2^+$  исследуемых изотопов никеля.

Из рис.1,2 видно, что теоретические сечения, вычисленные в рамках оптико-статистического подхода с использованием усредненных параметров (1), удовлетворительно согласуются с экспериментальными. Это позволяет сделать некоторые выводы о роли прямых и компаундных процессов при рассеянии нейтронов изотопами никеля. В исследуемом диапазоне энергий относительные вклады рассеяния через составное ядро и сечений прямого рассеяния существенно зависят от энергии падающих нейтронов. Так, сечения прямого упругого рассеяния нейтронов в начале исследуемого энергетического диапазона составляют около 50% суммарных, а при  $E_n = 7,0$  МэВ становятся преобладающими. В начале исследуемого энергетического диапазона сечения прямого неупругого рассеяния с возбуждением первых уровней  $2^+$  исследуемых изотопов никеля не превышают 10% суммарных, а при  $E_n = 7,0$  МэВ достигают примерно 80%. Подобные соотношения между компонентами прямого и компаундного рассеяния получены и для других четно-четных изотопов ядер со средней относительной атомной массой (например,  $^{50,52,54}\text{Cr}$  [45] и  $^{92,94}\text{Mo}$  [37]).

Из рис.1 видно, что дифференциальные сечения неупругого рассеяния нейтронов при возбуждении вторых и третьих уровней четных изотопов никеля при энергии нейтронов 3,0 МэВ практически изотропны и достаточно хорошо описываются статистической моделью НГМ с набором параметров оптической модели (1). Энергетические зависимости сечений неупругого рассеяния нейтронов при возбуждении этих уровней до энергий 4-5 МэВ также хорошо согласуются с расчетами по статистической модели НГМ (см.рис.2), что может свидетельствовать о преобладающей роли механизма составного ядра в возбуждении этих уровней.

Сравнение результатов современных оценок с экспериментальными данными. Для сравнения с экспериментальными данными об интегральных сечениях упругого рассеяния быстрых нейтронов ядрами никеля на рис.3 приведены результаты оценки ENDF/B-V [46], усредненные по интервалу 200 кэВ, и данные групповой системы констант БНАБ-78 [47]. Из рисунка видно, что в области энергий до 4,0 МэВ результаты оценки ENDF/B-V хорошо согласуются с экспериментальными данными, а при энергиях выше 4,0 МэВ - систематически превышают экспериментальные данные примерно на 10%. Следует отметить отличное согласие данных групповой системы констант БНАБ-78 с экспериментальными данными, полученными как до ее создания, так и после.

На рис.2,а и 2,б для сечений неупругого рассеяния нейтронов с возбуждением первых трех уровней ядер  $^{58,60}\text{Ni}$  вместе с экспериментальными данными и теоретическими расчетами приведены результаты оценок ENDF/B-IV [48] и ЦЯД-1 [49]. Как видно из рисунков, обе оценки плохо согласуются с экспериментальными данными. Так, оцененная кривая ENDF/B-IV для первого уровня ядра  $^{60}\text{Ni}$  в области энергий 1,33-2,5 МэВ расположена по верхнему краю совокупности экспериментальных данных, а кривая ЦЯД-1 в этой энергетической области расположена по нижнему краю совокупности экспериментальных данных. Для первого уровня ядра  $^{60}\text{Ni}$  при  $E_n = 2,0$  МэВ оценки отличаются в 1,5 раза. Не улучшила описание экспериментальных данных о сечениях неупругого рассеяния и оценка ENDF/B-V [46], потому что в основу этой оценки положена одна экспериментальная работа. Еще большие расхождения существуют между оценками КЕДАК-3 [50] и JENDL-1 [51] и экспериментальными данными о сечениях неупругого рассеяния для ядер  $^{58,60}\text{Ni}$ . Это видно из рис.4, на котором проведено сравнение пяти версий оцененных данных для трех уровней ядер  $^{58,60}\text{Ni}$ . Значительные различия между результатами оценок сечений неупругого рассеяния отражают как различия в подходах, так и сложность самой процедуры оценки. Большое доверие вызывают результаты оценок, основывающихся на совокупности имеющихся данных о сечениях.

Значительные расхождения разных оценок между собой и с экспериментальными данными вызывает необходимость проведения нового анализа сечений упругого и неупругого рассеяний для никеля в целях создания новой оценки, которая учитывала бы новые экспериментальные данные и успехи в теоретических методах описания процессов рассеяния быстрых нейтронов.

#### Список литературы

1. Корж И.А., Мищенко В.А., Можжухин Э.Н. и др. Укр.физ.ж., 1977, т.22, с.112.
2. Правдивый Н.М., Корж И.А., Мищенко В.А. и др. В кн.: Нейтронная физика: Материалы 4-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике. М.: ЦНИИатоминформ, 1977, ч.1, с.273.
3. Корж И.А., Мищенко В.А., Можжухин Э.Н. и др. Укр.физ.ж., 1977, т.22, с.866; Корж И.А., Мищенко В.А., Правдивый Н.М. Изв. АН КазССР, сер. физ.-матем., 1978, № 6, с.61.

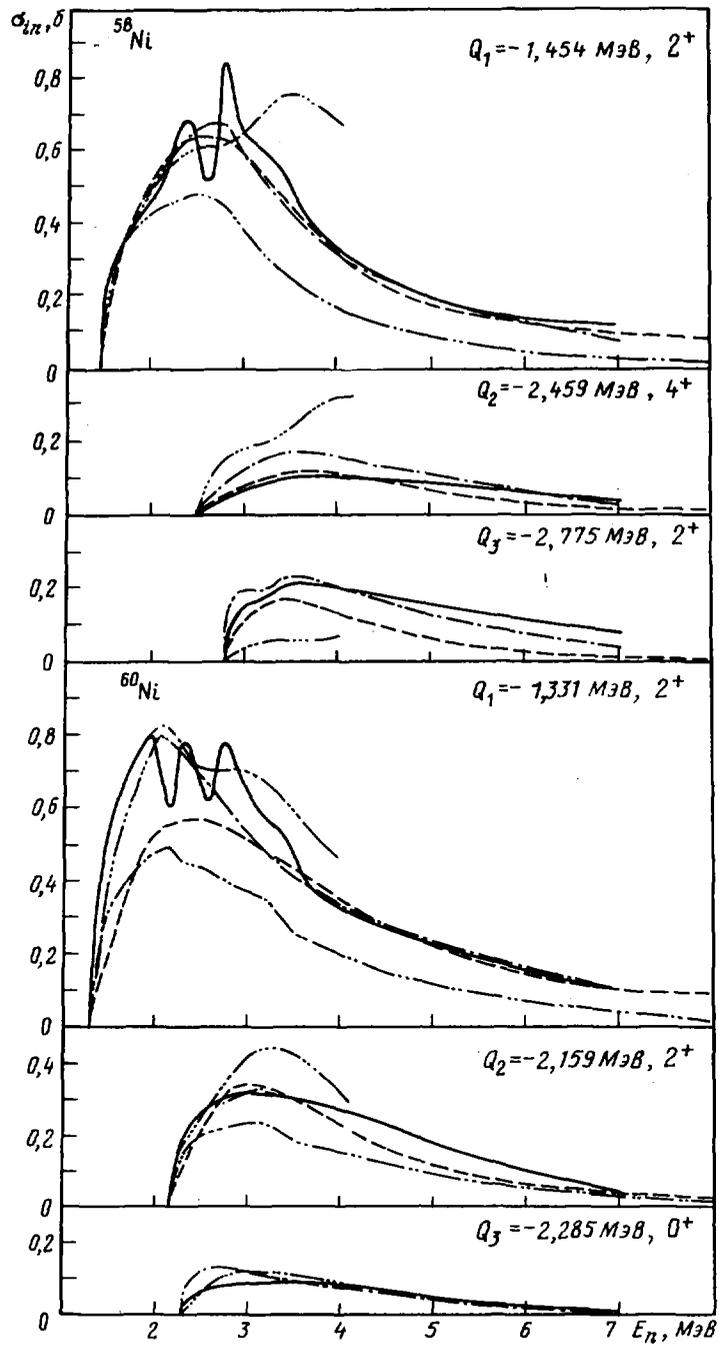


Рис.4. Энергетические зависимости данных современных оценок ENDF/B-V [46] (—), ENDF/B-IV [48] (-.-.-), ЦЯД-I [49] (- - -), КЕДАК-3 [50] (-...-) и JENDL-1 [51] (-.-.-) сечений неупругого рассеяния нейтронов при возбуждении трех нижайших уровней ядер  $^{58,60}\text{Ni}$

4. Корж И.А., Мищенко В.А., Можухин Э.Н. и др. Ядерная физика, 1980, т.31, с.13.
5. Корж И.А., Лунев В.П., Мищенко В.А. и др. В кн.: Нейтронная физика: Материалы 5-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике. М.: ЦНИИатоминформ, 1980, ч.1, с.314.
6. Корж И.А., Лунев В.П., Мищенко В.А. и др. Атомная энергия, 1981, т.50, с.398.
7. Pasachnik M.V., Korzh I.A., Mozhzhukhin E.N. In: Nucl. cross-sect. for technol.: Proc. Internat. conf. (Knoxville, 1979). Washington, 1980, p.898.
8. Korzh I.A., Mishchenko V.A., Mozhzhukhin E.N. e.a. Ibid., p.893.
9. Корж И.А. В кн.: Нейтронная физика: Материалы 6-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике. М.: ЦНИИатоминформ, 1984, т.3, с.99.
10. Бук В.В., Козарь А.А., Корж И.А. и др. В кн.: Нейтронная физика: Материалы 2-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Обнинск, 1974, ч.4, с.203.
11. Корж И.А., Мищенко В.А., Санжур И.Е. Укр.физ.ж., 1980, т.25, с.109.
12. Boshung P., Lindow J.T., Shradet E.F. Nucl.Phys., 1971, v.A161, p.593.
13. Пасечник М.В., Федоров М.Б., Яковенко Т.И. В кн.: Нейтронная физика: Материалы 1-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев, 1972, ч.1, с.277.
14. Perey F.G., Le Rigoleur C.O., Kinney W.E. Rep. ORNL-4523, UC-34-Physics, 1970.
15. Smith A.B., Guenther P., Smith D., Whalen J. Nucl. Sci. and Engng, 1979, v.72, p.293.
16. Etemad M.A.Rep. AE-481. Sweden, Studsvik, 1973.
17. Tsukada K., Tanaka S., Tomita Y., Maruyama M. Nucl.Phys., 1969, v.A125, p.641.
18. Горлов Г.В., Лебедева Н.С., Морозов В.М. Ядерная физика, 1967, т.6, с.910.
19. Guenther P., Smith A., Whalen J. Nucl.Sci. and Engng, 1976, v.59, p.106.
20. Kinney W.E., Perey F.G. Rep. ORNL-4807, 1974.
21. Корж И.А., Пасечник М.В., Тоцкий И.А. Атомная энергия, 1966, т.20, с.8.
22. Holmqvist B., Wiedling T. Rep. AE-366. Sweden, Studsvik, 1969; Holmqvist B. e.a. Rep. AE-385. Sweden, Studsvik, 1970.
23. Kazakova L.Ya., Kolesov V.G., Popov V.I. e.a. In: Nucl.struct.study with neutrons. Antwerpen, 1966, p.576.
24. Ловчикова Г.Н. Атомная энергия, 1962, т.13, с.60.
25. Walt M., Barschall H.H. Phys.Rev., 1954, v.93, p.1062.
26. Machwe M.K., Kent D.M., Jr., Snowdon S.C. Ibid., 1959, v.114, p.1563.
27. Towle J.H., Batchelor R., Gilbooy W.B. In: Nucl.data for reactors: Proc.Internat.conf. (Paris, 1966). V.1. Vienna, 1967, p.367.
28. Бродер Д.Л., Колесов В.Е., Лашук А.И. и др. Атомная энергия, 1964, т.16, с.103.
29. Rogers V.C., Beghian L.E., Clikeman F.M. Nucl.Sci. and Engng, 1971, v.45, p.297.
30. Towle J.H., Owens R.O. Nucl.Phys., 1967, v.A100, p.257.
31. Конобеевский Е.С., Мусаелин Р.М., Попов В.И., Суркова И.В. Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1982, т.13, с.300.
32. Traiforos S., Mittler A., Schier W.A. e.a. Nucl.Sci. and Engng, 1979, v.72, p.191.
33. Garber D.I., Kinsey R.R. Neutron cross-sections; BNL-325, 3rd ed. V.II, 1976.
34. Farrell J.A., Vilpuch E.G., Newson H.W. An.Phys. (USA), 1966, v.37, p.367.
35. Федоров М.Б., Овдиенко В.Д., Сметанин Г.А., Яковенко Т.И. См. [5], с.309.
36. Smith A.B. e.a. Rep. ANL/NDM-61, 1981.
37. Корж И.А., Лунев В.П., Мищенко В.А. и др. Вопросы атомной науки и техники. Сер.Ядерные константы, 1983, вып.1(5), с.40.
38. Пасечник М.В., Корж И.А., Кашуба И.Е. См. [13], с.253.
39. Kawai M. Determination of spherical optical model parameters for structural materials. Contrib. to the topical disc. on "Progress in neutron cross-section measurements and evaluation, concerning structural materials for fast reactors": NEANDC-Meeting. Geel, 1979.
40. Игнатюк А.В., Лунев В.П., Шорин В.С. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1974, вып.13, с.59.
41. Stelson P.H., Grodzins L. Nucl.Data, 1965, v. A1, p.21.
42. Hauser W., Feshbach H. Phys.Rev., 1952, v.87, p.366.
43. Moldauer P. Ibid., 1964, v.B135, p.642; Revs.Mod.Phys., 1964, v.36, p.1079.

44. Dilg W., Schantl W., Vonach H., Uhl M. Nucl.Phys., 1973, v.A217, p.269.
45. Корж И.А., Мищенко В.А., Пасечник М.В., Правдивый Н.М. Атомная энергия, 1984, т.57, с.262; 1985, т.58, с.143.
46. Divadeenam M. Ni elemental neutron induced reaction cross-section evaluation: BNL-NCS-51346. N.Y., Upton, 1979.
47. Абагян А.П., Базазянц Н.О., Николаев М.Н., Цибуля А.М. Групповые константы для расчетов реакторов и защиты. М.: Энергоатомиздат, 1981.
48. ENDF/B-IV,  $^{28}\text{Ni}$  (MAT 1190), evaluated by M.R.Bhat: BNL-17541, 1975.
49. Бычков В.М., Попов В.И. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1977, вып.25, с.55.
50. Goel B. Graphical representation of the german nuclear data library KEDAK. Part I: Nonfissile materials: KFK-2233. Karlsruhe, 1975.
51. Asami T., Tanaka S. Graphs of neutron cross-section data for fusion reactor development: JAERI-M-8136, 1979.

Статья поступила в редакцию 29 мая 1985 г.

УДК 621.039.5

К ОПИСАНИЮ ПОГЛОЩЕНИЯ НЕЙТРОНОВ В ПРОДУКТАХ ДЕЛЕНИЯ  
ПУТЕМ ВВЕДЕНИЯ ПСЕВДОСКОЛКОВ

А.М.Цибуля, А.Л.Кочетков, И.В.Кравченко,  
М.Н.Николаев

TO THE DESCRIPTION OF NEUTRON ABSORPTION IN THE FISSION PRODUCTS BY PSEUDOFRAGMENTS. It is shown by calculation of the fission products capture cross-section evolution in the fast breeder reactor that during the reactor company deviations of that cross-section from the fluence-averaged one are so small, that description of neutron absorption in the fission products by one pseudofragment is quite permissible and advisable. Data for the calculation of average-stationary fission products concentrations are obtained, these concentrations for  $^{235}\text{U}$  and  $^{239}\text{Pu}$  are given and it is shown that capture cross-sections of other fissionable materials may be obtained by linear interpolation on the atomic number.

При расчете реакторов на быстрых нейтронах поглощение нейтронов продуктами деления традиционно описывается путем введения эффективных псевдосколков. В системе групповых констант БНАБ [1] приводятся константы псевдосколков основных делящихся ядер  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$ , полученные путем усреднения сечений стабильных или долгоживущих ( $T_{1/2}$  более 10-100 сут) представителей по одному от каждой радиоактивной цепочки с весом выходов этих цепочек при делении соответствующего ядра. При энергиях ниже 160 эВ из сечений псевдосколков исключали вклады отравителей - продуктов деления (концентрации которых зависят от условий облучения) с очень большими сечениями захвата тепловых нейтронов ( $^{113}\text{Cd}$ ,  $^{149}\text{Sm}$ ,  $^{151}\text{Sm}$ ,  $^{155}\text{Gd}$  и  $^{157}\text{Gd}$ ). При использовании групповых констант БНАБ для расчета реакторов на тепловых нейтронах сечения этих отравителей, а также радиоактивного  $^{135}\text{Xe}$  следует добавлять к сечениям шлаков, концентрации которых определяются в основном выходами при делении.

В 1962 г., когда разрабатывалась система констант БНАБ, суммарное сечение захвата быстрых нейтронов продуктами деления было известно с точностью около 20-30%. При столь высоких погрешностях не вызвала сомнений целесообразность совместного рассмотрения всех продуктов деления при расчете реакторов на быстрых нейтронах и всех продуктов деления, кроме отравителей (т.е. всех шлаков), при расчете реакторов на тепловых нейтронах. К настоящему времени точность определения сечений продуктов деления существенно повысилась: погрешность суммарного сечения захвата быстрых нейтронов продуктами деления едва ли превышает 10%. В связи с этим следует заново рассмот-

реть вопрос о целесообразности описания взаимодействия нейтронов с продуктами деления путем введения существенного для данного делящегося вещества псевдоосколка. Недостатки такого подхода очевидны. При  $\beta$ -распаде образующиеся непосредственно при делении ядра-осколки становятся все менее нейтронно-избыточными, в результате чего суммарное сечение захвата со временем должно возрастать. С другой стороны, в работающем реакторе относительно сильно поглощающие осколки выгорают быстрее, превращаясь в более слабопоглощающие продукты, поэтому суммарное сечение поглощения продуктов деления должно снижаться с увеличением глубины выгорания топлива. В результате этих процессов суммарное сечение продуктов деления в активной зоне изменяется со временем в зависимости от режима работы реактора. Если амплитуда этих изменений меньше погрешности суммарного сечения (допустимой или обусловленной существующей неточностью знания нейтронных данных), то описание взаимодействия нейтронов с продуктами деления путем введения одного псевдоосколка становится возможным и целесообразным. В противном случае необходима разработка более дифференцированных способов описания характеристик продуктов деления.

Расчет эволюции суммарного сечения захвата продуктов деления. Зависимость суммарного сечения захвата продуктов деления от времени и глубины выгорания топлива исследовали на примере активной зоны тестовой модели реактора на быстрых нейтронах для АЭС электрической мощностью 800 МВт. Интегральный спектр нейтронов в активной зоне рассчитывали в 26-групповом приближении по системе констант БНАБ-78 [2]. Для расчета изотопного состава облученного топлива (включая и продукты деления) использовали две независимые программы: YIELD [3] и AFPA [4], отличающиеся алгоритмами решения уравнения изотопной кинетики, числом принимаемых во внимание членов изобарных цепочек, обращением к независимо составленным 26-групповым библиотекам нейтронных сечений выгорающих и образующихся нуклидов, к разным библиотекам выходов продуктов деления и характеристик цепочек распада.

По обеим программам рассчитывали эволюцию среднего сечения продуктов деления в течение четырех циклов работы активной зоны без перегрузки топлива. Каждый цикл включал работу в течение 110 сут на мощности, соответствующей тепловой нагрузке на необлученное топливо 190 кВт/кг, и остановки на 10 сут. В начале первого цикла активная зона содержала необлученное топливо. Изотопные составы топлива на начало первого цикла и на конец каждого цикла облучения приведены в табл. I. Кроме того, приведен изотопный состав на начало и конец цикла облучения реактора, работающего в стационарном режиме равномерных частичных перегрузок, когда в каждую перегрузку 1/4 топлива (облучавшегося в течение четырех циклов) заменяется свежим, необлученным топливом.

Таблица I  
Эволюция состава топлива в процессе облучения в реакторе, ат.%

Нуклиды	Необлученное топливо	Конец цикла				Стационарный цикл	
		первого	второго	третьего	четвертого	Начало	Конец
$^{235}\text{U}$	0,32	0,27	0,23	0,19	0,16	0,25	0,21
$^{238}\text{U}$	80,88	78,97	77,11	75,30	73,54	78,06	76,23
$^{238}\text{Pu}$	0,10	0,09	0,08	0,08	0,07	0,09	0,08
$^{239}\text{Pu}$	11,28	11,10	10,91	10,71	10,50	11,00	10,80
$^{240}\text{Pu}$	4,60	4,73	4,84	4,93	5,00	4,78	4,88
$^{241}\text{Pu}$	2,05	1,74	1,51	1,34	1,22	1,66	1,45
$^{242}\text{Pu}$	0,77	0,79	0,80	0,80	0,80	0,79	0,80
Трансплутоны	-	0,08	0,14	0,20	0,25	0,10	0,17
Продукты деления	-	2,23	4,38	6,45	8,46	3,27	5,38

По каждой программе расчеты проводили с использованием разных библиотек 26-групповых констант продуктов деления: одна из них составлена по данным работы [5]; другая отличалась от предыдущей модификацией сечений захвата важнейших продуктов деления, выполненной в 1976 г. Л.П.Абагян [4]; третья была получена на основе данных библиотеки ENDF/B-V [6]; для четвертой данные были взяты из библиотеки JEAR1-M [7]; пятая отличалась от третьей заменой сечений захвата для 30

важнейших продуктов деления сечениями, базирующимися в основном на оценках, выполненных в работах [8-10], а в области разрешенных резонансов на оценках работы [11]. Последняя версия групповых сечений продуктов деления, составленная в конце 1983 г. в Физико-энергетическом институте (ФЭИ), учитывает имеющуюся дифференциальную нейтронно-физическую информацию полнее, чем более ранние версии.

При расчете выгорания  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{240}\text{Pu}$  использовали константы БНАБ-78, при выгорании  $^{241}\text{Pu}$  и  $^{242}\text{Pu}$  константы, рассчитанные на основе оценок работы [12], трансплутонов - данные библиотеки ENDF/B-V [6].

Для определения выходов и схем распада использовали: компиляцию, выполненную в МИФИ [4]; оценку работы [13]; японскую компиляцию [7], базирующуюся на оценке выходов работы [14]. Расчеты проводили с использованием выходов как быстрых, так и тепловых нейтронов. В каждом из многочисленных вариантов расчета в нескольких точках по времени в течение каждого цикла рассчитывали изотопный состав топлива и продуктов деления, а также суммарное сечение захвата продуктов деления. Результаты, полученные в разных вариантах расчета, оказались довольно близкими друг к другу. На рис. 1, а они заключены в заштрихованной области, которую можно представить как "коридор ошибок".

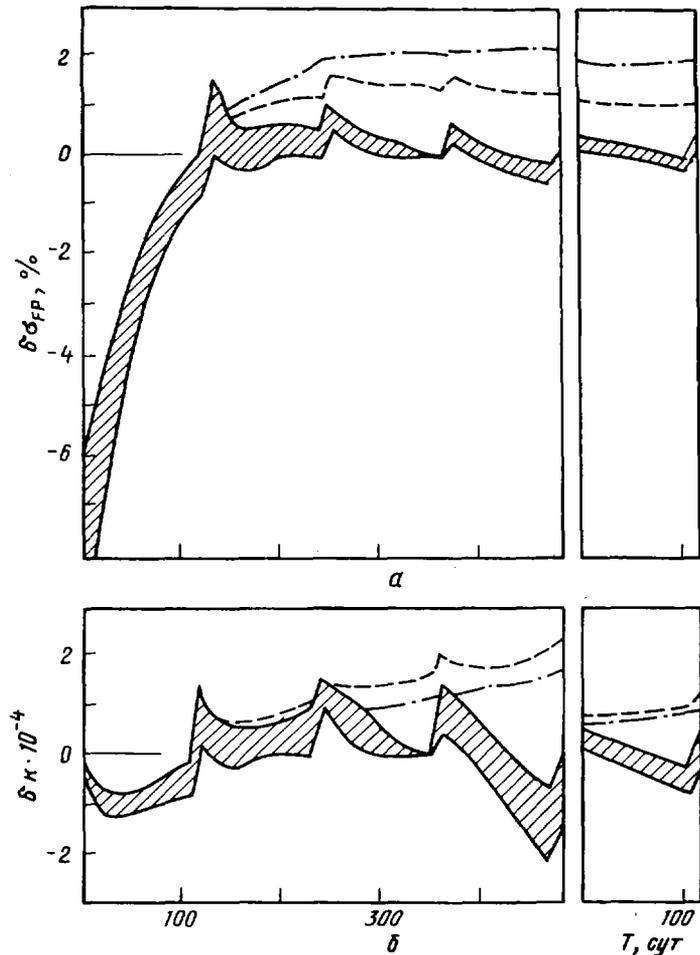


Рис. 1. Характер эволюции суммарного сечения поглощения продуктов деления  $\sigma_{\Sigma FP}$  (а) и эволюция погрешности при расчете коэффициентов размножения  $\delta k$  (б) в зависимости от времени работы реактора

В самом начале первого периода облучения, когда концентрация продуктов деления еще очень низка, доля сравнительно короткоживущих нейтронно-избыточных ядер довольно велика. Поэтому суммарное сечение захвата продуктов деления на этом этапе ниже, чем в среднестационарном состоянии, на 7%. К середине периода облучения образовавшиеся в начале этого периода нейтронно-избыточные ядра уже распались в стабильные или долгоживущие, характеризующиеся более высокими сечениями захвата. На их фоне вновь образующиеся при делении олобозахватывающие нейтронно-избыточные ядра составляют уже меньшую долю. В результате суммарное сечение захвата возрастает.

Во время остановки реактора обогащение продуктов деления нейтронно-избыточными ядрами благодаря образованию свежих продуктов деления и радиационного захвата в накопившихся продуктах деления прекращается и суммарное сечение вновь сравнительно быстро возрастает. Во втором и последующих циклах наблюдается одна и та же картина: в период облучения суммарное сечение захвата осколков монотонно снижается (главным образом, в результате превращения более сильно поглощающих продуктов деления в менее поглощающие после радиационного захвата нейтронов), в период остановки — возрастает.

Характер эволюции суммарного сечения поглощения продуктов деления зависит от уровня мощности и глубины выгорания, соответствующей концу кампании. На рис. I сплошные кривые — данные, соответствующие нагрузке на топливо 190 Вт/г, при которой к концу четвертого периода облучения деление претерпевает 8,5% первоначально загруженных тяжелых ядер. Штрих-пунктирная кривая — данные, соответствующие вдвое меньшей, а пунктир — вчетверо меньшей тепловой нагрузке.

Как видно из рис. I, суммарное сечение захвата осколков меняется за время кампании достаточно слабо. Чтобы подчеркнуть это, на рисунке суммарное сечение дано не в барнах, а в процентах отклонения от величины суммарного сечения продуктов деления через время  $t_{эф} = 16/2I$  Т после начала очередного облучения в стационарном режиме. При четырехкратных перегрузках суммарное сечение продуктов деления в момент времени  $t_{эф}$  равно сечению, усредненному за период с весом концентрации продуктов деления и флюенса (см. следующий раздел). Пусть  $x_n(t)$  — концентрация продуктов деления в ТВС, претерпевших  $(n-1)$ -й цикл облучения в активной зоне и облучавшихся в течение времени  $t$  в  $n$ -м цикле;  $\sigma_n(t)$  — суммарное сечение захвата этих продуктов деления. Если считать, что в стационарном режиме работы каждая ТВС облучается в активной зоне в течение  $N$  периодов (после каждого из которых  $1/N$  часть ТВС, вырабатывающих ресурс, выгружается и заменяется ТВС со свежим топливом), то суммарное сечение захвата продуктов деления через время  $t$  после начала периода облучения в цикле, соответствующем указанному режиму равномерно-частичных перегрузок,

$$\sigma_c(t) = \frac{\sum_{n=1}^N x_n(t) \sigma_n(t)}{\sum_{n=1}^N x_n(t)}.$$

Рассчитанная таким образом временная зависимость суммарного сечения захвата продуктов деления в среднестационарном режиме для  $N=4$  приведена справа на рис. I, а. При  $N=1$  получится картина, близкая к изображенной в левой части этого рисунка (при непрерывном облучении в течение четырех периодов отсутствуют лишь возмущения, вносимые остановками реактора). Как оказалось, в стационарном режиме при четырехкратных перегрузках отклонения от указанной средней величины суммарного сечения не превышают 1%, что намного меньше погрешности, обусловленной неточностью знания сечений захвата продуктов деления (около 10%).

Если перегрузки однократные (все топливо загружается одновременно и по достижении предельного выгорания заменяется на свежее), то указанные отклонения оказываются больше (см. левую часть рис. I). Однако и в этом случае максимальное отклонение от значения, усредненного по стационарному периоду при четырехкратных перегрузках (примерно 8%), оказывается меньше погрешности усредненного сечения (10%). Это отличие достигается лишь в начале кампании, когда концентрация продуктов деления низка. Суммарное же сечение захвата, усредненное при  $N=1$  по всей кампании с весом концентрации продуктов деления и флюенса, отличается от такового при  $N=4$  всего лишь на 2%. Таким образом можно с приемлемой точностью описать поглощение нейтронов в продуктах деления с любыми кратностями перегрузок вплоть до  $N=1$  при той же самой тепловой нагрузке и максимальной глубине выгорания путем введения одного псевдоосколка, сечения захвата которого получены при усреднении с концентрациями, образующимися в момент  $16/2I$  Т после начала облучения в цикле стационарного режима при  $N=4$ .

Если тепловая нагрузка низкая, а время облучения сохраняется прежним, то суммарное сечение продуктов деления оказывается более высоким. Однако и эти отличия не превышают 3%. Подобные погрешности представляются приемлемыми, так как в этих условиях и концентрация продуктов деления в топливе будет соответственно ниже. Если же при пониженной энергонапряженности достигается та же самая глубина выгорания, то отклонение от среднего суммарного сечения за увеличенный период облучения будет значительно меньшим.

На рис. 1,б показана эволюция погрешности при расчете коэффициента размножения реактора, возникающей в результате описания радиационного захвата в продуктах деления путем введения одного псевдоосколка. Как видно, эти погрешности измеряются сотыми долями процента и являются пренебрежимо малыми.

Таким образом, описание радиационного захвата нейтронов путем введения одного псевдоосколка при современном уровне точности знания нейтронных сечений является возможным и целесообразным. К такому же выводу пришли авторы работы [15], исследовавшие влияние облучения на суммарное сечение захвата продуктов деления вплоть до выгорания 150 МВт·сут/кг. Они не рассматривали период начального облучения свежего топлива, когда суммарное сечение продуктов деления изменяется особенно быстро вследствие распада нейтронно-избыточных ядер. Поэтому найденные ими изменения суммарного сечения захвата продуктов деления не превышают  $\pm 2,5\%$ .

Авторы работы [16] предложили описывать радиационный захват нейтронов в продуктах деления путем введения не одного, а двух псевдоосколков: один из них объединяет наиболее сильно поглощающие нечетные изотопы, второй – слабопоглощающие четные-четные изотопы. Это открывает возможность учета понижения суммарного сечения захвата продуктов в процессе выгорания. В работе [16] удалось описать эволюцию суммарного сечения захвата продуктов деления до долей процента вплоть до выгорания около 185 МВт·сут/кг, однако способ вычисления сечений псевдоосколков, дающий столь хорошие результаты, не сообщается. Авторы работы [15] сравнили результаты описания захвата в продуктах деления с помощью одного и двух псевдоосколков и нашли, что методика работы [16] (по крайней мере, так, как они ее поняли) дает даже менее точные результаты, чем описание с помощью одного псевдоосколка.

Можно предположить, что при подходящем выборе сечений двух псевдоосколков с их помощью можно было бы описать снижение суммарного сечения захвата продуктов деления. Однако в таком усовершенствовании (достигаемом ценой заметного усложнения методики), как отмечалось, нет необходимости. Целесообразность использования двух псевдоосколков тем более сомнительна, что подобная методика не позволяет описать эффект повышения суммарного сечения захвата в результате распада нейтронно-избыточных ядер. Между тем этот эффект не менее важен, чем эффект понижения суммарного сечения захвата при облучении продуктов деления.

Стационарные концентрации продуктов деления. Рассмотрим цикл работы реактора в режиме равномерных частичных перегрузок с кратностью  $N$ . В период облучения концентрация продуктов деления в активной зоне возрастает практически линейно:

$$c(t) = [(N-1)/N] c_{\max} + (c_{\max}/N) (t/T),$$

где  $c_{\max}$  – максимальная концентрация продуктов деления, достигаемая через  $N$  периодов облучения длительностью  $T$  каждый. Если предположить, что суммарное сечение захвата продуктов деления меняется тоже линейно, то усредненное по кампании оно равно сечению в момент времени  $t_c = [(9N-4)/(12N-6)]T$ .

Зависимость величины  $t_c$  от кратности перегрузок  $N$  слаба: при  $N=4$   $t_c=0,76$ , при  $N=1$   $t_c=0,83$ . Обозначим через  $C_{A,i}$  концентрацию  $i$ -го нуклида, относящегося к изобарной цепочке  $A$ , вычисленную в момент времени  $t_c$ :

$$\bar{c}_c = \sum_A \sum_i C_{A,i} \bar{\sigma}_{c,A,i}, \quad (I)$$

где  $\bar{\sigma}_{c,A,i}$  – сечение захвата нуклида  $(A, i)$ . В большинстве изобарных цепочек определяющий вклад в сумму по  $i$  вносится лишь одним (стабильным или очень долгоживущим) нуклидом. Для этих значений относительной атомной массы  $A$  в сумме по  $i$  можно ограничиться учетом вклада лишь главного члена, приняв его концентрацию равной  $C_A = \sum_i C_{A,i}$ . Если предшественник стабильного или очень долгоживущего члена цепочки имеет период, измеряемый месяцами, их концентрации оказываются сравнимыми. Для этих изобарных цепочек целесообразен учет двух членов.

Определим далее граничные значения  $A$  в пиках легких и тяжелых осколков числами  $A_{\min}^L=83$ ,  $A_{\max}^L=110$ ,  $A_{\min}^T=127$ ,  $A_{\max}^T=155$ . К легким осколкам относятся нуклиды с  $A < 120$ . Выходы изобарных цепочек с  $A < A_{\min}^L$  и с  $A > A_{\max}^T$  для четных значений включим в ближайшие учитываемые изотопы с четными  $A$  ( $^{84}\text{Kr}$ ,  $^{110}\text{Pd}$ ,  $^{128}\text{Te}$ ,  $^{154}\text{Sm}$ ), для нечетных – соответственно в изотопы с нечетными

$A(^{83}\text{Kr}, ^{109}\text{Ag}, ^{127}\text{I}, ^{155}\text{Eu})$ . Обозначим через  $y_A$  выходы изобарных цепочек при делении. Поскольку глубина выгорания продуктов деления в реакторах на быстрых нейтронах невелика, значения  $C_A$  и  $y_A$  связаны линейными соотношениями  $C_A = \alpha_A y_A + \beta_A y_{A-1}$ , где  $\alpha_A$  и  $\beta_A$  — коэффициенты, учитывающие выгорание; причем  $\beta_A = 1 - \alpha_{A-1}$ . Выходы  $y_A$ , а следовательно, и концентрации  $C_A$  зависят от того, в результате деления какого ядра образовались продукты деления. Коэффициенты  $\alpha_A$  и  $\beta_A$ , определяемые лишь распадными характеристиками и условиями облучения, от природы делящихся ядер не зависят. В предыдущем разделе показано, что величина  $\bar{C}_C(t)$  (тем более  $\bar{C}_C$ ) слабо зависит от условий облучения. Поэтому при определении сечений захвата псевдоосколков можно принять некие стандартные условия облучения (подобно тому, как при расчете групповых констант приходится принимать стандартный внутригрупповой спектр), в качестве которых приняты условия облучения в стационарном режиме равномерных частичных перегрузок с кратностью  $N=4$  при глубине выгорания выгружаемого топлива около 9%. Этому режиму соответствуют определенные коэффициенты  $\alpha_A$  и  $\beta_A$ , зная которые можно рассчитать концентрацию  $C_A$ , а затем и сечение  $\bar{C}_C$  для любого состава топлива (кумулятивные выходы  $y_A$ , разумеется, считаются известными для каждого делящегося ядра).

Применение рассчитанного таким образом суммарного сечения поглощения ведет к систематической погрешности около 3–4%, которая по-прежнему останется значительно меньше 10%-ной погрешности, обусловленной неточностью нейтронных данных.

В табл. 2 приведен перечень нуклидов, входящих в модифицированную таким образом сумму (1). Для каждого нуклида приводятся коэффициенты выгорания  $\alpha$ , рассчитанные для стандартных условий облучения. В таблице приводятся концентрации продуктов деления  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$ , рекомендуемые для расчета сечений псевдоосколков. Концентрации получены с использованием кумулятивных выходов [14]. Приведены выходы при делении ядер тепловыми нейтронами. Выходы для быстрых нейтронов соответствуют, как правило, делению ядер нейтронами деления, средняя энергия которых (2 МэВ) намного превышает среднюю энергию (200 кэВ) нейтронов, вызывающих деления в быстром энергетическом реакторе. В табл. 2 приведены также вклады каждого из продуктов деления в суммарное сечение захвата продуктов деления  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  на интегральном спектре активной зоны рассматривавшейся тестовой модели, а также вклады в резонансные интегралы и в тепловые сечения захвата. Вклады отравителей ( $^{149}\text{Sm}$  и  $^{151}\text{Sm}$ ) в тепловое сечение не учитываются.

Таблица 2

Характеристики основных продуктов деления (определяющие вклады в резонансный интеграл и в тепловое сечение подчеркнуты)

Нуклид	Коэффициент выгорания $\alpha$	Среднестационарная концентрация <sup>*</sup>		Вклад, %					
		$^{235}\text{U}$	$^{239}\text{Pu}$	в сечении поглощения		в резонансный интеграл		в тепловое сечение захвата <sup>**</sup>	
				$^{235}\text{U}$	$^{239}\text{Pu}$	$^{235}\text{U}$	$^{239}\text{Pu}$	$^{235}\text{U}$	$^{239}\text{Pu}$
$^{83}\text{Kr}$	0,98	0,76	0,51	1,0	0,5	0,6	0,3	3,4	1,8
$^{84}\text{Kr}$	1,0	1,51	0,85	0,3	0,1	-	-	-	-
$^{85}\text{Rb}$	1,0	1,31	0,57	0,8	0,3	-	-	-	-
$^{86}\text{Kr}$	1,0	1,97	0,76	-	-	-	-	-	-
$^{87}\text{Rb}$	1,0	2,58	1,00	0,1	-	-	-	-	-
$^{88}\text{Sr}$	1,0	3,68	1,38	-	-	-	-	-	-
$^{89}\text{Y}$	1,0	4,88	1,70	0,3	0,1	-	-	0,1	-
$^{90}\text{Sr}$	1,0	5,88	2,10	0,2	0,7	-	-	0,1	-
$^{91}\text{Zr}$	1,0	5,94	2,51	1,1	0,4	0,1	-	0,1	-
$^{92}\text{Zr}$	1,0	5,98	3,01	1,9	0,7	-	-	-	-
$^{93}\text{Zr}$	1,0	6,40	3,89	2,2	1,0	0,8	0,3	0,2	0,1
$^{94}\text{Zr}$	1,0	6,44	4,41	0,8	0,4	-	-	-	-

\* Изотопными превращениями, связанными с испусканием запаздывающих нейтронов, пренебрегаем.

Продолжение табл.2

Нуклид	Коэффициент выгорания $\alpha$	Среднестационарная концентрация*		Вклад, %					
		$^{235}\text{U}$	$^{239}\text{Pu}$	в сечение поглощения		в резонансный интеграл		в тепловое сечение захвата**	
				$^{235}\text{U}$	$^{239}\text{Pu}$	$^{235}\text{U}$	$^{239}\text{Pu}$	$^{235}\text{U}$	$^{239}\text{Pu}$
$^{95}\text{Mo}$	1,0	6,50	4,89	4,6	2,7	3,1	1,6	2,0	1,2
$^{96}\text{Zr}$	1,0	6,22	5,03	0,8	0,5	0,1	0,1	-	-
$^{97}\text{Mo}$	0,98	5,86	5,27	4,7	3,3	0,4	0,2	0,3	0,2
$^{98}\text{Mo}$	1,0	5,93	5,99	1,7	1,3	0,2	0,1	-	-
$^{99}\text{Te}$	0,97	5,93	5,98	8,8	6,8	7,2	5,1	2,6	2,1
$^{100}\text{Mo}$	1,00	6,38	7,00	1,2	1,0	0,1	0,1	-	-
$^{101}\text{Ru}$	0,94	4,78	5,60	8,2	7,4	2,1	1,7	0,3	0,3
$^{102}\text{Ru}$	1,0	5,53	6,39	2,1	1,9	0,1	0,1	0,1	0,1
$^{103}\text{Ru}$	0,95	0,58	1,32	0,6	1,1	0,1	0,2	0,1	0,2
$^{103}\text{Rh}$	0,95	2,31	5,28	3,8	6,7	9,7	15,4	7,3	13,3
$^{104}\text{Ru}$	1,0	1,98	6,32	0,8	1,9	0,3	0,1	-	-
$^{105}\text{Pd}$	0,95	0,92	5,11	2,0	8,6	0,3	1,3	0,4	1,8
$^{106}\text{Ru}$	1,0	0,45	4,58	0,1	0,8	-	-	-	-
$^{107}\text{Rd}$	0,94	0,13	3,20	0,2	4,0	-	0,9	-	0,1
$^{108}\text{Rd}$	1,0	0,08	2,40	-	1,1	0,1	1,5	-	0,5
$^{109}\text{Ag}$	0,93	0,09	2,06	0,1	2,3	0,5	8,5	0,2	3,2
$^{110}\text{Pd}$	1,0	0,08	0,89	-	0,3	-	-	-	-
$^{127}\text{I}$	0,97	0,18	0,25	0,2	0,3	0,1	0,1	-	-
$^{128}\text{Tl}$	1,0	0,46	0,66	0,1	0,1	-	-	-	-
$^{129}\text{I}$	0,97	0,69	1,46	0,8	1,3	0,1	0,2	0,4	0,7
$^{130}\text{Tl}$	1,0	1,79	2,39	-	-	-	-	-	-
$^{131}\text{Xe}$	0,97	2,80	3,75	2,8	2,9	<u>10,2</u>	<u>9,5</u>	<u>5,3</u>	<u>5,7</u>
$^{132}\text{Xe}$	1,0	4,39	6,53	0,8	1,0	-	-	-	-
$^{133}\text{Cs}$	1,0	6,70	7,03	7,8	6,3	<u>10,7</u>	<u>7,8</u>	4,2	3,5
$^{134}\text{Xe}$	1,0	7,81	7,66	0,8	0,6	-	-	-	-
$^{135}\text{Cs}$	1,0	6,55	7,42	4,6	4,0	1,6	1,3	1,3	1,2
$^{136}\text{Xe}$	1,0	6,31	6,66	0,2	0,2	-	-	-	-
$^{137}\text{Cs}$	1,0	6,21	6,63	0,3	0,3	-	-	-	-
$^{138}\text{Ba}$	1,0	6,79	6,06	0,2	0,2	-	-	-	-
$^{139}\text{La}$	1,0	6,37	5,68	0,6	0,4	0,4	0,2	1,2	0,9
$^{140}\text{Cl}$	1;0	6,30	5,57	0,3	0,2	-	-	0,1	-
$^{141}\text{Pr}$	1,0	5,84	5,29	1,8	1,3	0,5	0,3	1,5	1,1
$^{142}\text{Cl}$	1,0	5,89	5,00	0,4	0,3	-	-	0,1	0,1
$^{143}\text{Nd}$	1,0	5,95	4,43	5,0	2,9	3,3	1,7	<u>41,8</u>	<u>24,9</u>
$^{144}\text{Cl}$	1,0	5,48	3,74	0,8	0,4	-	-	0,1	0,1
$^{145}\text{Nd}$	0,97	3,80	2,90	5,0	2,9	4,2	2,2	<u>11,7</u>	<u>7,1</u>

Окончание табл.2

Нуклид	Кoeffици- цент выгора- ния $\alpha$	Среднестационарная концентрация*		Вклад, %					
				в сечении поглощения		в резонансный интеграл		в тепловое сече- ние захвата**	
		$^{235}\text{U}$	$^{239}\text{Pu}$	$^{235}\text{U}$	$^{239}\text{Pu}$	$^{235}\text{U}$	$^{239}\text{Pu}$	$^{235}\text{U}$	$^{239}\text{Pu}$
$^{146}\text{Nd}$	1,0	3,09	2,55	0,8	0,5	-	-	0,1	0,1
$^{147}\text{Pu}$	0,92	2,05	1,89	5,8	4,1	18,3	11,7	8,1	5,9
$^{148}\text{Nd}$	1,0	1,85	1,80	0,7	0,5	0,1	0,1	0,1	0,1
$^{149}\text{Sm}$	0,85	0,88	1,02	6,9	6,2	13,5	10,9	<del>8,1</del>	<del>5,9</del>
$^{150}\text{Nd}$	1,0	0,84	1,18	0,3	0,4	-	-	-	-
$^{151}\text{Sm}$	0,85	0,36	0,65	2,2	3,2	5,2	6,5	<del>8,1</del>	<del>5,9</del>
$^{152}\text{Sm}$	1,0	0,33	0,71	0,4	0,7	4,0	6,0	1,5	2,5
$^{153}\text{Eu}$	0,90	0,14	0,33	1,0	1,8	0,9	1,4	1,4	2,6
$^{154}\text{Sm}$	1,0	0,11	0,50	-	0,2	-	-	-	-
$^{155}\text{Eu}$	1,0	0,04	0,26	0,3	1,5	0,5	2,4	3,5	18,1

\* В относительных единицах, нормирована на 200.

\*\* Без учета вклада отравителей.

Приводимые в табл.2 данные слабо зависят от системы констант, применяемой при расчетах, и получены при использовании 26-групповой системы констант продуктов деления, разработанной в 1983 г. в ФЭИ.

Зависимость суммарного сечения захвата продуктов деления от атомного номера делящегося ядра. Как отмечалось, данные табл.2 позволяют рассчитать сечения псевдоосколка для каждого делящегося ядра - достаточно лишь задать кумулятивные выходы изобарных цепочек. Именно так и было сделано в системе констант БНАБ-64 [17], содержащей данные о продуктах деления  $^{235}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$ . При практическом использовании этих данных в реакторных расчетах среди нуклидов, входящих в состав активной зоны, выделяются продукты деления основного делящегося нуклида, например  $^{239}\text{Pu}$ , применяемого в быстрых реакторах-размножителях. Такой подход имеет недостаток: в активной зоне плутониевого реактора-размножителя, например, делениями  $^{239}\text{Pu}$  может быть обусловлено менее половины продуктов деления; остальная часть продуктов образована при делениях  $^{238}\text{U}$ ,  $^{241}\text{Pu}$  и др. Конечно, можно было бы рассчитать сечения продуктов деления всех делящихся материалов, но это привело бы к неоправданному увеличению объема библиотеки групповых констант и к увеличению числа нуклидов, входящих в состав реактора. Последнее является весьма нежелательным, так как многие программы, перерабатывающие или использующие групповые константы, имеют довольно жесткие ограничения по числу рассматриваемых нуклидов.

В действительности зависимость сечений продуктов деления от природы делящегося ядра довольно слаба, поэтому можно рассчитывать, что даже ее простейшее аналитическое описание обеспечит приемлемую точность.

На рис.2 показана зависимость групповых суммарных сечений захвата продуктов деления ядер (от  $^{232}\text{Th}$  до  $^{241}\text{Pu}$ ) от атомного номера делящегося изотопа. Эти сечения были рассчитаны по данным табл.2, данным о кумулятивных выходах [14] и по групповым константам осколков, составленным в ФЭИ. Рассчитанные точки сравниваются с результатом линейной зависимости групповых сечений захвата от атомного номера делящегося ядра, проходящей через данные для  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$ . Данные приводятся для энергетических групп БНАБ [17], лежащих в интервале 0,4 МэВ - 46,5 эВ, в котором происходит подавляющее большинство радиационных захватов в реакторах на быстрых нейтронах. Приведены также данные, усредненные по спектру рассматривавшейся здесь активной зоны. Видно, что полученная линейная зависимость  $\bar{\sigma}_c(t)$  позволяет описать расчетные данные с точностью до 5%. Такая систематическая погрешность не превышает погрешности, обусловленной неточным знанием кумулятивных выходов для ядер, отличных от  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  (по оценкам [17], эта погрешность достигает 8%).

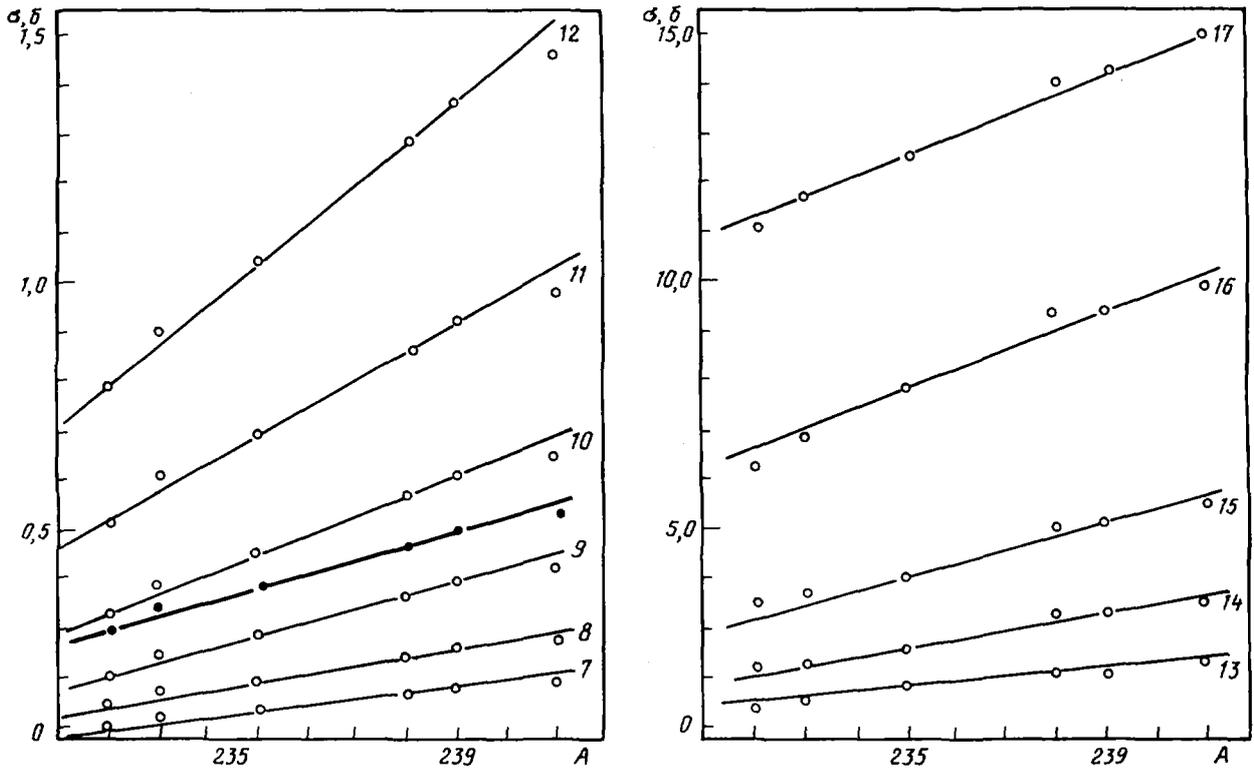


Рис. 2. Зависимость суммарных сечений захвата продуктов деления от атомного номера делящегося изотопа: —○— — групповые сечения (цифрами указаны номера групп); —●— — сечение захвата, усредненное по спектру быстрого реактора

Таким образом, линейная аппроксимация зависимости  $\bar{\sigma}_c(A)$  представляется вполне допустимой. Это позволяет проводить подготовку групповых констант продуктов деления к расчету следующим образом. В библиотеке групповых констант хранятся данные о сечениях лишь двух псевдоосколков, соответствующих делению  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$ . В расчетном задании (вводимом вручную или формируемом программным путем) указывается концентрация продуктов деления и наименование того из двух наборов констант продуктов деления, который по оценке составителя задания ближе по атомному номеру к реальной смеси делящихся ядер в рассчитываемом реакторе (например, при расчете реактора, содержащего в активной зоне  $^{233}\text{U}$  и  $^{232}\text{Th}$ , целесообразно выделять продукты деления  $^{235}\text{U}$ ). 26-Групповые константы, рассчитанные для заданного состава, используются прежде всего для предварительной оценки интегрального спектра нейтронов в зоне. Обычно это делается в приближении материального параметра. Полученная оценка нейтронного спектра используется для пересчета сечений упругого замедления и спектра нейтронов деления [2]. На этом этапе может быть рассчитана и средняя относительная атомная масса ядер, продукты деления которых накапливаются в данной зоне:

$$\bar{A} = \frac{\sum_i A_i c_i \sum_g \bar{\sigma}_{f,i}^g \varphi_i^g}{\sum_i c_i \sum_g \bar{\sigma}_{f,i}^g \varphi_i^g},$$

где  $i$  — номер нуклида;  $g$  — номер группы;  $\varphi$  — плотность потока нейтронов.

Затем в ранее рассчитанные групповые константы для заданного делящегося ядра с  $A_0$ , равной 235 или 239, вносятся поправки:

$$\bar{\sigma}(\bar{A}) = \bar{\sigma}(A_0) + \frac{\bar{\sigma}(239) - \bar{\sigma}(235)}{239 - 235} (\bar{A} - A_0), \quad (2)$$

где  $\bar{\sigma}$  — любое из используемых групповых сечений. При расчете зависимости  $\bar{\sigma}(A_0)$  может быть выполнен учет резонансной самоэкранировки сечений. Величины, входящие в выражение (2), могут

храниться непосредственно в подпрограмме, осуществляющей уточнение сечений продуктов деления по этой формуле. Пересчитывать факторы самоэкранировки (весма близкие к единице) при этом уточнении нецелесообразно. Авторы не обосновывают возможности линейной аппроксимации зависимости транспортных сечений и сечений рассеяния от числа  $A$ : рассеяние обуславливает менее 20% реактивности продуктов деления [17], а точность знания данных о неупругом рассеянии ниже, чем точность знания сечений захвата.

Уместно упомянуть еще об учете миграции газообразных и летучих продуктов деления из активной зоны в газовые полости, обычно предусматриваемые в твэлах современных конструкций. Суммарный вклад газообразных и летучих продуктов деления (изотопы йода, цезия), по оценке авторов (согласующейся с оценкой работы [15]), составляет около 12%. Равновесная доля этих продуктов, остающаяся в топливе, зависит от многих факторов: свойств топливного материала, его температуры, режима облучения, глубины выгорания и т.п. Обычно считают, что из топлива выходит примерно 40% газообразных и летучих продуктов деления; это понижает суммарное сечение поглощения продуктов деления на 5%. Таким образом, пренебрежение выходом газообразных и летучих продуктов деления из топлива ведет к систематической погрешности, меньшей, чем погрешность, обусловленная неточным знанием нейтронных сечений (около 10%). Если знать долю летучих продуктов, вышедшую из активной зоны (обозначим ее  $\delta$ ), можно учесть влияние этого эффекта на нейтронные сечения продуктов деления, понизив концентрацию продуктов деления на  $12\delta\%$ . Такая оценка является приближенной, но погрешность, связанная с приближением, ниже той, с которой может быть оценена величина  $\delta$ .

Оценка радиационного захвата нейтронов в продуктах деления в реакторах на тепловых нейтронах. В отличие от реакторов на быстрых нейтронах, радиационный захват в которых распределен по широкой энергетической области от сотен электронвольт до сотен килоэлектронвольт, в реакторах на тепловых нейтронах подавляющее большинство актов захвата осуществляется в весьма узкой области тепловых энергий, поэтому индивидуальные свойства ядер - продуктов деления в них проявляются гораздо сильнее. Особую роль играют ядра-отравители, тепловые сечения захвата которых превышают 5000 б. Среди продуктов деления имеется пять стабильных и долгоживущих ядер-отравителей и один короткоживущий отравитель  $^{135}\text{Xe}$ . Кумулятивные выходы отравителей при делении  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  и их тепловые сечения приведены в табл.3. При столь высоких сечениях захвата в энергетических реакторах довольно быстро устанавливаются равновесные концентрации отравителей, после чего скорость поглощения нейтронов в них определяется лишь их выходами при делении и не зависит от сечений. Время приближения к равновесию (около  $1/\sigma_c \varphi$ ) составляет в энергетических реакторах примерно от 1 сут для  $^{135}\text{Xe}$  до нескольких месяцев для  $^{151}\text{Sm}$ . Для расчета поглощения нейтронов отравителями в процессе достижения равновесного отравления надо знать их сечения захвата.

Таблица 3

Характеристики отравителей

Нуклид	Кумулятивные выходы на 100 делений		Тепловое сечение захвата при скорости 2200 м/с, б
	$^{235}\text{U}$	$^{239}\text{Pu}$	
$^{113}\text{Cd}$	0,015	0,037	20000
$^{149}\text{Sm}$	1,08	1,24	41000
$^{151}\text{Sm}$ ( $T_{1/2}=93$ года)	0,42	0,78	15000
$^{155}\text{Gd}$	0,03	0,17	61000
$^{157}\text{Gd}$	0,006	0,075	254000
$^{135}\text{Xe}$ ( $T_{1/2}=9,1$ ч)	6,54	7,42	2650000

Из остальных продуктов деления (шлаков) лишь два ( $^{143}\text{Nd}$  и  $^{155}\text{Eu}$ ) обладают сечением захвата тепловых нейтронов, сравнимым (у  $^{143}\text{Nd}$ ) или превышающим (у  $^{155}\text{Eu}$  в 6-7 раз) сечение деления топливного нуклида. Выгорание этих и других высокопоглощающих шлаков при глубине выгорания топлива 5% ведет к понижению сечения захвата шлаков лишь на 1,5-2%. Образование при захвате высокопоглощающих нуклидов (например,  $^{149}\text{Sm}$  при захвате нейтронов в  $^{148}\text{Nd}$ ) дает пренебрежимо малый эффект.

Среднестационарные концентрации отдельных продуктов деления, входящих в состав шлаков, следовало бы рассчитать подобно тому, как это сделано для быстрого реактора. Оценки показывают, что возможные различия концентраций приведут к изменению среднего сечения захвата тепловых нейтронов шлаками не более чем на 5%.

Таким образом, если при расчете сечений псевдоосколков, усредняемых для быстрого реактора с весом среднестационарных концентраций (см.табл.2), пренебречь в тепловой области вкладом отравителей (см.табл.3), то полученные данные можно было бы применять для расчета и быстрых, и тепловых реакторов. В последнем случае необходим дополнительный учет поглощения тепловых нейтронов в отравителях. На результаты расчета быстрых реакторов пренебрежение поглощением тепловых нейтронов в шлаках никак не скажется. При расчете динамики накопления отравителей в тепловых реакторах можно усомниться в возможности пренебрежения их выгоранием под действием замедляющихся нейтронов. Если же выгоранием можно пренебречь, то изложенная выше методика учета поглощения нейтронов в продуктах деления при расчете теплового реактора применима.

Более корректной процедурой явилось бы выделение и индивидуальное рассмотрение из числа шлаков тех продуктов деления, чьи вклады в резонансный интеграл (или в тепловое сечение шлаков) особенно велики. К ним относятся (см.табл.2)  $^{99}\text{Tc}$ ,  $^{103}\text{Rh}$ ,  $^{109}\text{Ag}$ ,  $^{131}\text{Xe}$ ,  $^{133}\text{Cs}$ ,  $^{143}\text{Nd}$ ,  $^{145}\text{Nd}$ ,  $^{147}\text{Pm}$ ,  $^{152}\text{Sm}$ ,  $^{155}\text{Eu}$ . Эти 10 нуклидов обуславливают примерно 85% теплового сечения захвата шлаков и их резонансного интеграла. Остальные продукты деления в тепловом реакторе для описания поглощения в них нейтронов можно отнести к одному псевдоосколку (который естественно назвать шлаком). Поскольку доля нейтронов, поглощаемых в определенном таким образом шлаке, невелика, едва ли есть необходимость учитывать зависимость сечений такого шлака от природы делящегося ядра; достаточно располагать данными для шлака  $^{235}\text{U}$ .

Изложенная в работе методика расчета групповых констант продуктов деления в настоящее время реализована в новой версии системы константного обеспечения АРАМАКО [18], названной АРАМАКО-SI.

#### 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. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Николаев М.Н., Цибуля А.М. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. М.: Энергоиздат, 1981.
3. Кравченко И.В., Кривцов А.С. Исследование влияния неопределенности в оцененных ядерных данных на точность расчета среднего сечения смеси продуктов деления. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1983, вып.2(51), с.31-36.
4. Колобашкин В.М., Рубцов П.М., Ружанский П.А. и др. Расчет радиационных характеристик смеси продуктов деления в реакторах на тепловых и быстрых нейтронах. - В кн.: Нейтронная физика: Материалы 4-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике. М.: ЦНИАтоминформ, 1977, ч.4, с.117.
5. Bertran W.R., Clayton E.A., Coor J.L. e.a. Rep. AAEC/E214, 1971.
6. Stwirir O. ENDF/B-V Fission product files summary documentation: IAEA-NDS-25, 1981.
7. Ihara H., Matumoto Z., Tasaka K. e.a. JNDC FP decay and yield data: JEARI-M-9715, 1981.
8. Беланова Т.С., Горбачева Л.В., Грудзевич Л.В. Сравнительный анализ оценок сечения радиационного захвата нейтронов для важнейших продуктов деления. - Атомная энергия, 1984, т.57, № 4, с. 250.
9. Захарова С.М., Абагян Л.П., Юдкевич М.С., Мантуров Г.Н. Библиотека многогрупповых сечений поглощения продуктов деления. Ч.5. Изотопы Sm-151 и Sm-153: Препринт ФЭИ ОБ-174. Обнинск, 1983.
10. Захарова С.М., Абагян Л.П., Капустина В.Ф. Библиотека многогрупповых сечений поглощения продуктов деления. Ч.2. Изотопы прометия: Препринт ФЭИ ОБ-120. Обнинск, 1981.
11. Mughabghab S.F., Divadeenan M., Holden M.E. Neutron cross-sections. V.1. Neutron resonance parameters and thermal cross-sections. Part A: Z=1-60. N.Y., Academic Press, 1981.
12. Анципов Г.В., Коньшин В.А., Суховицкий Е.Ш. Ядерные константы для изотопов плутония. Минск, Наука и техника, 1982.
13. Crooch E.A.C. Fission - products yields from neutrons induced fission. - Atomic Data and Nuclear Data Tables, 1977, v.19, N 5, p.417-532.

14. Rider B.F., Meek M.E. Compilation of fission product yields. - Vallections Nuclear Center 1978; Rep NEDO-12154-2(t), 1978.
15. Liaw J.R., Henryson-II. Lumped fission product neutron gross-sections based on ENDF/B-V for fast reactor analysis. - Nucl. Sci. and Engng, 1983, v.84, p.324.
16. Atefi B., Fisher G.J., Durston C. Improved fission product model for fast reactor analysis. - Trans. Amer. Nucl. Soc., 1980, v.35, p.527.
17. Palmiotti G., Salvatores M. NEACRP IMFBR Benchmark calculation intercomparuson for fuel burn-up: NEACRP-L-270, Cadarache, October 1984.
18. Базазянц Н.О., Вырский М.Ю., Гермогенова Т.А. и др. АРАМАКО-2F - система обеспечения нейтронными константами расчетов переноса излучения в реакторах и защите. М.: Изд.ИИМ АН СССР, 1976.

Статья поступила в редакцию 28 июля 1985 г.

---

## КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

---

УДК 539.17:543.7

ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЕ ДАННЫЕ ДЛЯ  $\gamma$ -АКТИВАЦИОННОГО АНАЛИЗА

М.Г. Давидов, В.В.Кисельгоф, В.И.Кукса,  
В.Г.Магера, А.П.Наумов, А.В.Трухов

NUCLEAR DATA FOR GAMMA-ACTIVATION ANALYSIS. Nuclear data which are needed in the various steps of gamma-activation analysis have been compiled. Such criterion as limit of detection was used to select photoactivated nuclei. Together with the compiled data our data include photonuclear reaction gross-section parameters obtained from the gross-section parameters systematics. This computer-based table contains the nuclear data for 989 photonuclear-reactions on 278 isotopes of 82 elements. Data make possible a rapid estimation of analytical methodic's parameters and optimization of experimental conditions in any cases when gamma-activation analysis is used.

Дальнейшее развитие и использование в аналитической практике  $\gamma$ -активационного анализа (ГАА) требуют обеспечения его многочисленными ядерными данными различного вида. Однако необходимые для разработчиков методик ГАА данные о сечениях фотоядерных реакций (ФЯР) и спектроскопических характеристиках радионуклидов (продуктов фотоактивации) рассеяны по разным изданиям, а имеющиеся немногочисленные таблицы по ГАА либо не содержат достаточного объема данных, либо устарели. Изданиями авторами таблицы [1] к настоящему моменту также в значительной мере устарели, особенно в отношении спектроскопических данных. В работе [1], как и во всех предыдущих компиляциях данных для ГАА, критерии отбора случаев фотоактивации для включения в таблицы носили формальный характер. Не было учтено некоторое количество долгоживущих радионуклидов - продуктов фотоактивации. Используемые для получения данных о сечениях ФЯР аппроксимации для параметров сечения имели значительные погрешности. Недавно изданные таблицы для ГАА [2,3] не содержат данных о параметрах сечений ФЯР.

Настоящая работа, выполненная в Специализированном центре ядерных данных (СЦЯД) НИИФизики при РГУ\*, является дальнейшим развитием работы [1]. Она содержит результаты сбора, предварительной оценки, обработки и представления в удобной для пользователей форме ядерных данных для ГАА. В работе решены следующие задачи:

- максимально полно отобраны и использованы случаи фотоактивации ядер для включения в таблицы (массивы) данных для ГАА;

\*Рязанский государственный университет.

- по возможности полно собраны и использованы опубликованные данные о сечениях ФЯР и спектроскопических характеристиках радионуклидов - продуктов фотоактивации;
- выявленные закономерности изменения параметров сечения ФЯР использованы для получения количественных оценок неизвестных параметров сечений;
- отобранные данные представлены в форматах, удобных для пользователей - разработчиков методик ГАА;
- проведен анализ полученных массивов данных в целях определения их полноты, возможностей и областей применения ГАА, обоснования требований на аппаратуру для ГАА, оценки полноты данных;
- для планирования работ по измерению сечений фотоактивации ядер в таблицах выявлены проблемы в данных о сечениях, а также случаи использования для этих величин недостоверных и неточных значений;
- разработаны и апробированы программы для ЭВМ, предназначенные для операций с массивами данных. Программы удобны для ввода новых и коррекции имеющихся данных, а также для преобразования массивов и вывода данных в определенных форматах.

В отличие от таблиц работы [1] при отборе случаев активации применен количественный критерий на основе предела определения элемента. Это позволило дополнительно учесть значительное число случаев активации. При формировании массивов данных использовались публикации до 1984 г. включительно. В таблицах использованы новые, более точные аппроксимации для параметров сечения ФЯР. Для обеспечения всевозможных операций с ядерными данными (сбор, пополнение, коррекция, хранение, тиражирование) разработаны и используются сервисные программы TAVL и SORTAVL для ЕС ЭВМ.

Отбор случаев фотоактивации ядер. При наличии полного набора данных, позволяющих рассчитывать площадь фотопика  $\gamma$ -линии продукта активации  $N_c$ , в качестве основного критерия отбора случаев активации для включения их в массивы данных принята возможность обнаружения этой  $\gamma$ -линии:

$$N_c \geq N_0, \quad (1)$$

где  $N_0$  - предел обнаружения линии на данном аппаратурном комплексе, определяемый аппаратурным фоном и комптоновским фоном более жестких  $\gamma$ -линий рассматриваемого радионуклида. Этот критерий применен для условий аппаратурного комплекса Лаборатории активационного анализа НИИФизика РГУ (типичные условия активационной лаборатории) и для условий цикла активация - пауза - счет, обеспечиваемых предельными техническими характеристиками основного оборудования.

В обобщенном виде ранее полученное авторами выражение для величины  $N_c$  одной  $\gamma$ -линии с энергией  $E_{\gamma n}$  имеет вид  $N_c = m \nu Y(E_0, J, A, E_n, E_m, \sigma_m, \Gamma) F(t_0, t_n, t_c, T_{1/2}) \alpha_n(E_{\gamma n}) \Omega \epsilon_{\phi}(E_{\gamma n})$ , где  $m$  - масса облучаемого элемента, г;  $\nu$  - содержание изотопа в природной смеси;  $Y(E_0, J)$  - выход ФЯР ( $\text{г}^{-1} \text{с}^{-1}$ ) при максимальной энергии тормозного излучения  $E_0$  (МэВ) и интенсивности тормозного излучения на образец  $J$  (Р/мин);  $A$  - массовое число изотопа;  $E_n$  - энергетический порог, МэВ;  $E_m$  - положение максимума в сечении, МэВ;  $\sigma_m$  - сечение в максимуме, мб;  $\Gamma$  - ширина максимума сечения ФЯР, МэВ;  $F$  - временной множитель, с;  $T_{1/2}$  - период распада радионуклида - продукта фотоактивации, с;  $\alpha$  - число квантов на распад;  $\Omega$  - геометрический фактор эффективности детектора;  $\epsilon_{\phi}$  - фотозффективность регистрации квантов с энергией  $E_{\gamma n}$ .

В соотношении (1) величина  $N_0 = \alpha \sqrt{N_{\phi}}$ , где  $\alpha$  - коэффициент, определяющий надежность обнаружения сигнала [4];  $N_{\phi}$  - величина фона, в качестве которого выбирали максимально возможный фон на данном аппаратурном комплексе для рассматриваемого радионуклида:  $N_{\phi} = W t_c + N_c' \sum_{i=1}^{n-1} \alpha_i(E_{\gamma i}) \times \varphi(E_{\gamma i}, E_{\gamma n})$ , где  $W$  - скорость счета аппаратурного фона;  $N_c' = N_c / \alpha(E_{\gamma n})$ ;  $i$  - индекс  $\gamma$ -линий, расположенных в более жесткой по энергии области по сравнению с рассматриваемой ( $E_{\gamma i} > E_{\gamma n}$ ). Для расчета величины  $\varphi$  использовали соотношение  $\varphi(E_{\gamma i}, E_{\gamma n}) = \epsilon_i (1 - \rho_i) \Delta E_n / \epsilon_{\phi n}(E_{\gamma n}) E_{\kappa i}$ , где  $\epsilon_i$  - полная эффективность регистрации;  $\rho_i$  - фотоклад;  $\Delta E_n$  - область определения площади фотопика  $\gamma$ -линии  $E_{\gamma n}$ ;  $E_{\kappa i}$  - граничная энергия комптоновского распределения  $i$ -й  $\gamma$ -линии. Величина  $\epsilon_i (1 - \rho_i)$  слабо зависит от  $E_{\gamma i}$  и в расчетах авторов принималась постоянной. Зависимости  $\epsilon_{\phi n}(E_{\gamma n})$  и  $W$  от  $E_{\gamma n}$  аппроксимированы для спектрометров функциями:  $\epsilon_{\phi n}(E_{\gamma n}) = 0,1 E_{\gamma n}^{-1}$ ;  $W = 1,71 \cdot 10^{-2} E_{\gamma n}^{-2,2}$ .

\*1 Р = 2,58 · 10<sup>-4</sup> Кл/кг.

Таким образом,  $\gamma$ -линии энергии  $E_{\gamma n}$  рассматриваемого радионуклида включали в массивы данных, если для нее удовлетворялось неравенство

$$N'_c \alpha_n(E_{\gamma n}) \geq \alpha \sqrt{W t_c + N'_c \sum_{i=1}^{n-1} \alpha_i(E_{\gamma i}) \varphi(E_{\gamma i}, E_{\gamma n})}.$$

Расчет выполняли для следующих предельных условий ГАА:  $E_0=25$  МэВ,  $t_0=t_c=5 T_{1/2}$  (или при  $T_{1/2} > 120$  мин  $t_0=t_c=10$  ч),  $t_n=0, m=100$  г, ток пучка электронов равен 20 мкА, расстояние от радиатора до образца равно 10 см.

Использование описанного критерия позволило обоснованно исключить из массивов данных случаи активации на изотопах с малым содержанием в природной смеси, с высокими порогами и малыми сечениями ФЯР, с низким квантовым выходом  $\gamma$ -излучения. Предложенный критерий применяется и для отбора случаев активации, которые следует учитывать при решении конкретных аналитических задач на заданном аппаратурном комплексе. Это позволяет значительно сократить количество ФЯР, радионуклидов и  $\gamma$ -линий, которые следует учитывать при оптимизации условий, учете методических ошибок и расшифровке  $\gamma$ -спектров в процессе разработки конкретной методики ГАА.

В массивы данных для ГАА включено 989 ФЯР на 278 изотопах 82 элементов, приводящих к образованию радионуклидов в основном и изомерном состояниях. Учтены случаи фотоактивации из таблиц работы [5].

Аппроксимация для параметров сечений фотоядерных реакций. Анализ собранного экспериментального материала по сечениям ФЯР показал наличие значительных пробелов в данных о сечениях ФЯР, необходимых для ГАА. Для восполнения этих пробелов проведена аппроксимация параметров сечений реакций  $(\gamma, n)$  и  $(\gamma, 2n)$ . Для этих реакций области аппроксимаций достаточно полно представлены экспериментальными данными и имеют максимальное перекрытие; кроме того, ход экспериментальных точек достаточно регулярен, а сами точки не имеют значительного разброса. Все аппроксимации вводились на основе обработки экспериментальных данных по методу наименьших квадратов с оценкой среднеквадратичного отклонения по соотношению

$$\chi^2 = \frac{1}{n-m} \sum_{i=1}^n \frac{1}{\Delta y_i^2} |y_i - f(x_i)|^2, \text{ где}$$

$y_i$  - экспериментальное значение для  $i$ -й точки;  $\Delta y_i^2$  - среднеквадратичная погрешность  $y_i$ ;  $f(x_i)$  - аппроксимационное значение для  $i$ -й точки;  $n$  - число экспериментальных точек;  $m$  - число параметров аппроксимирующего соотношения. Численные расчеты параметров аппроксимационных функций выполнены на ЭВМ М-6000.

Выбор аппроксимационных функций основывался на следующих соображениях. Параметры сечения фотопоглощения в области дипольного взаимодействия определяются характером дипольного взаимодействия  $\gamma$ -квантов с ядром как системой нуклонов и собственно ядерным взаимодействием, обладающим изотопической инвариантностью. Поэтому естественно искать закономерности в изменении параметров сечения ФЯР в зависимости от числа  $A$ . Но неравенство эффективных зарядов протона и нейтрона в дипольном взаимодействии и нарушение изотопической инвариантности электромагнитных взаимодействий приводит к значительному разбросу параметров при данном значении числа  $A$ , т.е. к зависимости их от чисел  $A, N$  и  $Z$ . Для упрощения использовались зависимости параметров сечения только от числа  $A$ .

Характер зависимости положения гигантского дипольного резонанса  $E_m$  от числа  $A$  определяется в коллективной модели относительным смещением протонной и нейтронной жидкости ( $E_m \sim A^{-1/3}$ ), а также влиянием поверхности ядра ( $E_m \sim A^{-1/6}$ ) [6]. Зависимость  $E_m \sim A^{-1/3}$  получается и в теории конечных ферми-систем как положение главного резонанса нуль-звуковых колебаний.

Экспериментальные данные о величине  $E_m$  были аппроксимированы зависимостью

$$E_m = \alpha_E A^{-1/3} + \beta_E A^{-1/6}, \quad (2)$$

а также эмпирической зависимостью  $E_m = \alpha A^6$ . При оценке по величине  $\chi^2$  лучшей оказалась аппроксимация по соотношению (2). Необходимо отметить, что эта зависимость не учитывает оболочечных эффектов, нарушающих монотонное изменение зависимости  $E_m(A)$ . Кроме того, вклады коэффициентов

$\alpha_E$  и  $\beta_E$  меняются при изменении числа  $A$  (что связано с изменением роли поверхности ядра в формировании гигантского дипольного резонанса) и приводит к дополнительной зависимости коэффициентов  $\alpha_E$  и  $\beta_E$  (2). Соотношение (2) не пригодно для ядер с  $A < 40$ , имеющих богатую структуру в сечениях ФЯР, и для деформированных ядер с расщеплением гигантского дипольного резонанса. Для поставленных целей можно получить удовлетворительные оценки значения  $E_m$  для числа  $A > 40$  по соотношению (2) без учета зависимости коэффициентов от числа  $A$ .

Коллективная модель и теория конечных ферми-систем дают монотонную зависимость  $\Gamma(A)$ , причем в теории можно выделить два механизма уширения резонансов, приводящих к зависимости  $\Gamma \sim A^{-2/3}$  и  $\Gamma \sim A^{-1/3}$ . Однако, как показывают зависимости, построенные по экспериментальным данным, оболочечные эффекты проявляются здесь гораздо сильнее, чем в зависимости  $E_m(A)$ . Пренебречь этими эффектами нельзя, как и учесть их в какой-либо простой модели. Аналогичная ситуация наблюдается и для зависимости  $\sigma_m(A)$ , хотя вариации в этом случае могут быть следствием не только оболочечных эффектов. Положение усложняется в связи с неполнотой и неточностью данных об экспериментально определенных значениях  $\Gamma$  и особенно  $\sigma_m$ . Поэтому эти параметры аппроксимированы на отдельных небольших интервалах изменения числа  $A$  с помощью простых соотношений, не связанных с какими-то модельными представлениями:

$$\Gamma = \alpha_\Gamma + \beta_\Gamma A + c_\Gamma A^2; \quad (3)$$

$$\sigma_m = \alpha_\sigma + \beta_\sigma A + c_\sigma A^2. \quad (4)$$

Параметры функций (2), (3) и (4), полученные методом наименьших квадратов, приведены в табл. I.

Таблица I

Параметры функций, аппроксимирующих зависимости  $E_m(A)$ ,  $\sigma_m(A)$  и  $\Gamma(A)$

Реакция	A	n	$\alpha_E$	$\beta_E$	$\chi^2$	A	n	$\alpha_\sigma$	$\beta_\sigma$	$c_\sigma$	$\chi^2$
( $\gamma, n$ )	28-238	46	21,975	24,550	1,9	28-70	13	121,53	-6,434	0,097135	11
( $\gamma, 2n$ )	63-150	18	150,69	-26,22	1,5	89-133	7	-461,3	8,6604	-0,03619	13,7

Продолжение табл. I

Реакция	A	n	$\alpha_\Gamma$	$\beta_\Gamma$	$c_\Gamma$	$\chi^2$
( $\gamma, n$ )	28-70	13	18,619	-0,67	0,0074	2,6
( $\gamma, 2n$ )	105-133	3	-87,4	1,547	0,00635	-

Как видно из таблицы, критерий согласия выполняется для параметров  $E_m$  реакций ( $\gamma, n$ ) и ( $\gamma, 2n$ ), а также для параметра  $\Gamma$  реакции ( $\gamma, n$ ). Аппроксимация параметров сечения реакции ( $\gamma, \rho$ ) описана в работе [1].

**Программное обеспечение.** Для анализа, пополнения, коррекции, преобразования и тиражирования ядерных данных для ГАА созданы программы **TABL** и **SORTABL** для ЕС ЭВМ. Массив данных и программы записаны на магнитных дисках в двух библиотеках. В текстовой библиотеке **SOURLIB** находятся программы и массив данных в виде текстов перфокарт, в загрузочной библиотеке **LIBLOAD** - оттранслированные программы в машинных кодах. Программа **TABL** обеспечивает доступ к данным. Она вводит основные массивы данных, позволяет их обрабатывать и распечатывать в виде таблиц с разбивкой на страницы стандартного формата. Программа **SORTABL** содержит блоки коррекции данных, позволяет вводить новые или исправленные данные на соответствующие места имеющихся массивов. Таким образом формируются единые обновленные и (или) исправленные массивы со структурой, идентичной структуре массивов, формируемых программой **TABL**.

Обе программы написаны на машинном языке ПЛ-1 и использовались на ЭМ ЕС-1022 и ЕС-1060. Программа TABL содержит около 500 операторов и занимает память 250 К. Программа SORTABL содержит около 1000 операторов и занимает память 780 К. При отсутствии данных о сечениях реакций  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, 2n)$  и  $(\gamma, p)$  программы используют описанные выше аппроксимации для параметров сечений, рассчитывают сечения и печатают результаты в таблицах. Все ядерные данные представлены в виде нескольких массивов и помещены в разные разделы библиотеки SOURLIB, что позволяет легко их корректировать и пополнять.

Запись массива данных на ЭМ позволяет путем незначительной модификации программы строить и тиражировать таблицы данных в новых форматах: в порядке возрастания  $T_{1/2}$ , энергии  $\gamma$ -линии  $E_\gamma$ , порога реакции  $E_n$ , а также выявлять случаи интерференции и т.п.

Описанные программы можно рассматривать как программы доступа к данным и как средство для проверки, коррекции и пополнения массивов, а также для перестройки структуры данных в распечатках и анализа данных.

Основная (базовая) таблица данных для ГАА. Необходимые для выполнения разработок в области ГАА ядерные данные могут быть представлены в виде системы таблиц, каждая из которых наиболее удобна для работы на каком-либо одном или нескольких этапах процесса разработки методики. В этой системе базовой может служить таблица случаев фотоактивации ядер, выстроенная в порядке возрастания атомного номера элемента и массового числа исходных для активации ядер. Таблица должна содержать данные об исходном изотопе, порогах и сечениях ФЯР на нем, спектроскопические данные радионуклидов – продуктов фотоактивации.

Рассмотрим структуру и содержание базовой таблицы данных для ГАА, построенной с помощью программ TABL и SORTABL в порядке возрастания чисел  $Z$  и  $A$  исходных ядер. Таблица, содержащая 11 колонок образует формат, который представлен в виде фрагмента распечатки в табл.2. Содержание колонок рассмотрим в порядке их следования в таблице. Одновременно укажем источники информации, использованные для заполнения колонок данными:

- А - исходное для активации ядро (изотоп). Приводится символ элемента, массовое число, содержание изотопа в природной смеси (в процентах) по данным работ [7,8];
- тип ФЯР в общепринятых обозначениях;
- В - радионуклид - продукт фотоактивации ядра А. Приводится символ ядра и целочка радиоактивных превращений этого ядра;
- ЕП - энергия порога ФЯР (в мегаэлектронвольтах). Приводятся значения, как наиболее точные из известных экспериментальных значений (со ссылкой на источник в 11-й колонке), так и вычисленные по данным о массах ядер [9] (влияние центробежных и кулоновских барьеров не учитывалось). Расчетные данные считаются оценочными и выделены скобками. Для ФЯР, приводящих в изомерное состояние конечного ядра, к пороговой энергии, соответствующей переходу в основное состояние конечного ядра, прибавляется энергия метастабильного уровня по данным работы [10];
- Т - период полураспада радионуклида - продукта фотоактивации. Приводятся данные из работ [10-15] с предпочтением работам [12,13], которые содержат оценочные данные. При наличии цепочек распада приводятся значения  $T_{1/2}$  всех переходов в цепочке;
- Е - энергия  $\gamma$ -квантов радионуклида (в мегаэлектронвольтах). Приводятся данные из работ [10-15]. Учитываются также энергии КХ-линий, максимальные энергии  $\beta^\pm$ - частиц с соответствующими символами [5];
- К - абсолютная интенсивность линий (в процентах) по работам [10-15];
- ЕМ, СМ, Г - параметры аппроксимации сечений ФЯР кривой Лоренца или суммой таких кривых (для сечений, имеющих структуру в энергетической зависимости). Точные и грубые аппроксимационные оценки обозначены прямыми и круглыми скобками соответственно. Источник экспериментальных данных приведен в последней колонке (всего использовано 200 публикаций);
- ЛИ-РА - использованная литература, приведенная с дополнительными символами колонок, к которым она относится.

При поиске и отборе экспериментальных данных о сечениях ФЯР использованы работы [6,16-19], информационные выпуски "Фотоядерные данные" (1977-1983 гг.) Центра данных фотоядерных экспериментов НИИЯФ МГУ и выпуски реферативного журнала "Физика. 18В. Ядерная физика" ВИНТИ. Как правило, экспериментальные данные о сечениях ФЯР приводятся в той форме, которая дана авторами

публикации. В некоторых случаях сечения аппроксимированы кривыми Лоренца по огибающей экспериментального сечения. При этом сглаживается обнаруженная в некоторых работах детальная структура в сечении, что позволяет ограничиться минимальным числом параметров для описания сечения. Для ФЯР на ядрах с  $A < 40$  сечения аппроксимированы суммой кривых Лоренца без сглаживания структуры, обнаруженной в оригинальных работах.

Для получения данных о сечениях ФЯР, приводящих в изомерные состояния конечного ядра, дополнительно использованы известные экспериментальные данные об изомерных отношениях выходов (сечений), на источник которых дается дополнительная ссылка в колонке с символом СМ. При этом считалось, что положение резонанса в сечении и его ширина для ФЯР, приводящих в основное и изомерное состояние конечного ядра, одинаково. При отсутствии данных об изомерных отношениях для сечения  $\sigma_m$  обоих каналов реакции в качестве верхней оценки приводятся данные для одного из каналов, полученные методом наведенной активности, либо данные для обоих конечных состояний, полученные методами прямой регистрации продуктов реакции. Такие оценочные значения в таблицах обозначены прямыми скобками.

При выборе экспериментальных значений сечений ФЯР из числа нескольких известных в литературе предпочтение отдавалось данным, полученным методом наведенной активности, и данным, полученным с большей точностью.

Фрагмент распечатки ядерных данных для ГАА

Таблица 2

A	ТИП	B	ЕП	T	E	K	EM	CM	Г	ЛИ-РА
LI 7 92.5800	Г,Р	HE 6	/ 9,978/	0,797 (C)	- 3,508	100,	11,00 13,73 15,50 17,90 21,70 25,00 27,00	0,59 1,23 1,15 1,32 1,31 0,91 0,38	0,85 1,72 1,19 1,87 1,73 1,96 1,49	11
BE 9 100.0000	Г,Р	LI 8	/16.888/	0,841 (C)	-13, - 6,	90, 5,	24,40	2,40	3,20	12
	Г,2N	BE 7	/20,565/	53,230 (A)	0,477605	10,38				
C 12 98.8920	Г,Н	C 11	/18,721/	20,380 (M)	0,511 + 0,959	199,52 99,76	22,11 22,90 23,55	6,25 0,66 6,24	1,60 0,21 1,78	13 14 15 16
C 13 1.1080	Г,Р	B 12	/17,533/	0,020 (C)	7,66 4,43 3,23 -13,4	0,00001 1,3 0,00042 97,3				
M 14 99.6350	Г,Н	M 13	/10,554/	9,970 (M)	0,511 + 1,1986	199,62 99,81	13,24 15,30 20,00 23,24	0,70 0,73 1,40 3,26	1,59 0,20 4,04 2,70	17
	Г,2N	M 12	/30,618/	11,000 (MC)	7,66 4,43 3,23 0,511 +16,38	3, 2,4 0,00084 200,				

Анализ ядерных данных для ГАА. По результатам анализа ядерных данных, содержащихся в массивах, можно определить общие возможности ГАА, перспективность использования различных методических вариантов, оценить полноту и качество данных о сечениях ФЯР, систематизированных к настоящему моменту. Для выполнения такого анализа по материалам базовой таблицы построены гистограммы и таблицы, характеризующие распределение случаев фотоактивации по некоторым знакам. Результаты такого анализа, характеризующие состояние с обеспеченностью ГАА ядерными данными, представлены в табл. 3.

Таблица 3

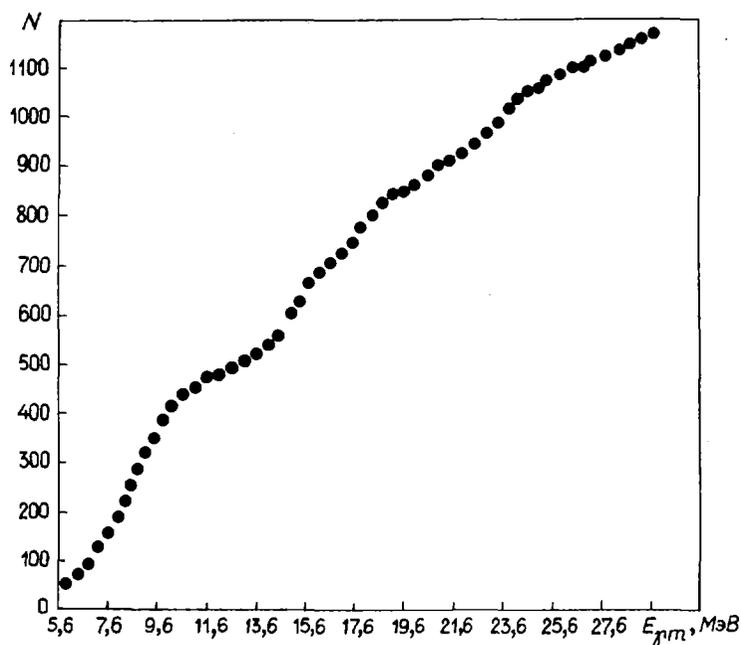
Полнота массива ядерных данных для ГАА

Тип ФЯР	Число реакций				
	всего	с известным ходом сечения до аппроксимации	с аппроксимированным ходом сечения	с известным ходом сечения после аппроксимации	с неизвестным ходом сечения
$(\gamma, \gamma')$	$\frac{46}{4,6}$	$\frac{7}{15,2}$	-	$\frac{7}{15,2}$	$\frac{39}{84}$
$(\gamma, n)$	$\frac{151}{15,3}$	$\frac{81}{53,6}$	$\frac{70}{57,4}$	$\frac{151}{100}$	-
$(\gamma, n)^m$	$\frac{98}{9,9}$	$\frac{59}{60,2}$	$\frac{39}{39,8}$	$\frac{98}{100}$	-
$(\gamma, n) + (\gamma, n)^m$	$\frac{249}{25,2}$	$\frac{140}{57,1}$	$\frac{109}{42,9}$	$\frac{249}{100}$	-
$(\gamma, p)$	$\frac{165}{16,7}$	$\frac{31}{18,8}$	$\frac{134}{81,2}$	$\frac{165}{100}$	-
$(\gamma, p)^m$	$\frac{61}{6,2}$	$\frac{9}{14,7}$	$\frac{52}{85,3}$	$\frac{61}{100}$	-
$(\gamma, p) + (\gamma, p)^m$	$\frac{226}{22,9}$	$\frac{40}{17,7}$	$\frac{186}{82,3}$	$\frac{226}{100}$	-
$(\gamma, 2n)$	$\frac{102}{10,3}$	$\frac{23}{22,5}$	$\frac{79}{77,5}$	$\frac{102}{100}$	-
$(\gamma, 2n)^m$	$\frac{47}{4,7}$	$\frac{14}{30,0}$	$\frac{33}{70,0}$	$\frac{47}{100}$	-
$(\gamma, 2n) + (\gamma, 2n)^m$	$\frac{149}{15,0}$	$\frac{37}{24,8}$	$\frac{112}{75,2}$	$\frac{149}{100}$	-
$(\gamma, pn) + (\gamma, pn)^m$	$\frac{268}{27,1}$	$\frac{9}{3,3}$	-	$\frac{9}{3,3}$	$\frac{259}{96}$
$(\gamma, 2p)$	$\frac{16}{1,7}$	-	-	-	$\frac{16}{100}$
$(\gamma, \alpha)$	$\frac{12}{1,2}$	$\frac{8}{67,0}$	-	$\frac{8}{67}$	$\frac{4}{33}$
$(\gamma, n\alpha)$	$\frac{17}{0,7}$	$\frac{2}{29,0}$	-	$\frac{2}{29}$	$\frac{15}{71}$
$(\gamma, 3n)$	$\frac{16}{1,7}$	-	-	-	$\frac{16}{100}$
$\Sigma$	$\frac{989}{100}$	$\frac{243}{24,5}$	$\frac{407}{41,1}$	$\frac{650}{65,6}$	$\frac{339}{33,4}$

Примечание. Числитель - абсолютная величина, знаменатель - в процентах.

Из табл. 3 видно, что представляющие основной интерес для ГАА (в качестве опорных реакций, используемых для определения содержания элементов) реакции типа  $(\gamma, \gamma')$ ,  $(\gamma, n)$  и  $(\gamma, p)$  составляют около 53% всех случаев фотоактивации. Остальные реакции имеют высокие пороги и (или) малые сечения. Они должны рассматриваться как мешающие реакции. Подобный вывод следует и из распределения числа случаев фотоактивации в зависимости от верхней границы энергии в спектре активирующего тормозного излучения  $E_{\gamma m}$  (или от порога реакции  $E_n$ ), приведенного на рисунке. Действитель-

но, при  $E_{\gamma m} \leq 5,6$  МэВ число возможных реакций исчерпывается в основном реакциями типа  $(\gamma, \gamma')$ , которые, несмотря на малую величину сечения, интересны тем, что имеют малый энергетический порог и могут быть использованы для исключительно избирательного определения некоторых интересных элементов (золота, серебра, иттрия, индия, кадмия). При  $E_{\gamma m} \leq 14$  МэВ в число возможных реакций входят также реакции  $(\gamma, n)$  и  $(\gamma, p)$ . При такой или несколько большей энергии могут быть в принципе решены задачи определения почти всех элементов, определяемых  $\gamma$ -активационным методом, если будет обеспечена достаточная интенсивность активирующего тормозного излучения. Большинство более сложных реакций с порогами выше 14 МэВ будут снижать избирательность метода, увеличивать вероятность и абсолютную величину возможных методических ошибок из-за интерференции продуктов фотоактивации. В настоящее время разработчики методик ГАА используют энергию  $E_{\gamma m}$  вплоть до 22-30 МэВ с тем, чтобы обеспечить достаточно большой выход активации по опорным реакциям при ограниченной интенсивности тормозного излучения.



Зависимость числа случаев активации  $N$  от верхней границы энергии спектра тормозного излучения  $E_{\gamma m}$  ( $N$  — число реакций, имеющих порог  $E_n \leq E_{\gamma m}$ )

Согласно данным табл.3, более 30% всех ФЯР составляют реакции, приводящие к метастабильному состоянию конечного ядра. Это вызывает особые трудности при обеспечении таких ФЯР данными о сечениях.

Только четвертая часть случаев фотоактивации обеспечена более или менее надежными экспериментальными данными о сечениях ФЯР (в первой редакции таблиц для ГАА [1] экспериментальными данными о сечениях реакций было обеспечено всего 16% случаев фотоактивации). Если использовать описанные выше аппроксимации для параметров сечений ФЯР, то степень полноты данных о сечениях увеличится до 65% (в первой редакции таблиц [1] — 30%), причем опорные реакции будут обеспечены сечениями на 90% [отсутствуют данные о сечениях около 40 реакций  $(\gamma, \gamma')$ ]. Следует заметить, что аппроксимации для сечения в максимуме реакций  $(\gamma, p)$  крайне ненадежны; аппроксимации для той же величины для любых реакций с переходом в основное и изомерное состояния дают в сущности сумму сечений реакций  $(\gamma, x)$  и  $(\gamma, x)^m$ , т.е. верхнюю оценку необходимых величин. Без учета данных, полученных с помощью таких ненадежных оценок, уровень обеспечения ГАА данными о сечениях (без оценок) будет значительно ниже: для реакций  $(\gamma, x)^m$  — 52%, для реакций  $(\gamma, p)$  — 40%.

Поэтому первоочередной задачей является получение экспериментальных значений изомерных отношений выходов (сечений) ФЯР  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, p)$  и  $(\gamma, 2n)$ , общее число которых составляет 20%

всех случаев фотоактивации. Не менее важно получить в эксперименте сечения реакций ( $\beta$ ,  $\beta'$ ), имеющих существенное значение для ГАА (всего около 40 реакций). Для большинства сложных реакций (в роли мешающих) данные о сечениях могут быть получены только в эксперименте (таких реакций около 30%). Среди них большинство (около 27%) составляют реакции ( $\beta$ ,  $p\alpha$ ).

В целом настоящее состояние ядерных данных для ГАА позволяет решать многие задачи применения этого метода. В частности, при решении задач оптимизации методик ГАА показал хорошее согласие вычисленных и экспериментальных  $\beta$ -спектров активированных в пучке тормозного излучения образцов сложного элементного состава (различных горных пород, почв, донных отложений). Для анализа использовали стандартные образцы с аттестованным содержанием элементов. Обнаруженные случаи расхождения (не более чем в 2 раза) объясняются недостаточной надежностью использованных данных о сечениях ФЯР.

Погрешность расчета выходов радионуклидов чаще всего находится в пределах 10-40% и определяется в основном погрешностью сечения ФЯР, поэтому при 100%-ной погрешности погрешность выхода будет лучше.

#### Список литературы

1. Давыдов М.Г. и др. Систематизация ядерно-физических констант для гамма-активационного анализа. М., 1975. (Деп. в ВИНТИ, № 1478-75.)
2. Randa Z., Kreisinger F. J. Radioanal. Chem., 1983, v.77, N 2, p.279.
3. Toms M.E. Ibid., 1974, v.20, N 1, p.177.
4. Currie L.A. Analyt. Chem., 1968, v.40, N 3, p.586.
5. Давыдов М.Г., Магера В.Г., Кукса В.И. Систематизация ядерно-физических констант для рентгено-спектрального варианта гамма-активационного анализа. Ростов-на-Дону, 1984 (Деп. в ВИНТИ, № 2709-84.)
6. Bergman B.L., Fultz S.C. Rev. Mod. Phys., 1975, v.47, N 3, p.713.
7. Holden N.E., Martin R.L., Barnes I.L. Pure and Applied Chem., 1983, v.55, N 7, p.1119.
8. Немец О.Ф., Гофман Ю.В. Справочник по ядерной физике. Киев: Наукова думка, 1975.
9. Wapstra A.H., Bos K. Atomic Data and Nuclear Data Tables, 1977, v.19, p.215.
10. Tables of Isotopes. 7ed. New York - Toronto, 1978.
11. Гусев Н.Г., Дмитриев П.П. Квантовое излучение радиоактивных нуклидов. М.: Атомиздат, 1977.
12. Хольнов Ю.В. и др. Характеристики радиоактивных нуклидов, применяемых в народном хозяйстве. М.: Атомиздат, 1980.
13. Хольнов Ю.В. и др. Оцененные значения ядерно-физических характеристик радиоактивных нуклидов, применяемых в народном хозяйстве. М.: Энергоиздат, 1982.
14. Erdmann G., Soyka W. J. Radioanal. Chem., 1975, v.26, p.375.
15. Erdmann G., Soyka W. Ibid., 1975, v.27, p.137.
16. Goryachev B.I. Atomic Energy Rev., 1964, v.2, N 3, p.71.
17. Bulow B., Forkman B. IAEA Publication. New York, 1974.
18. Toms M.E. Bibliography of photo- and electronuclear disintegration bibl., 1965, N 24.
19. Photonuclear reactions. V.11 (1963-1966): Bibl. series. IAEA, 1967, N 27.

Статья поступила в редакцию 3 июня 1985 г.

ПОЛУЭМПИРИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ МАСС ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР  
В СХЕМЕ НАРУШЕННОЙ ВИГНЕРОВСКОЙ  $SU(4)$ -СИММЕТРИИ

Часть I. Анализ масс известных ядер

Н.Б. Шульгина, Ю.В. Гапонов, Ф.Е. Чукарев

SEMIEMPIRICAL DESCRIPTION OF HEAVY NUCLEI MASSES BASED ON WIGNER  $SU(4)$ -SYMMETRY: 1. MASS ANALYSIS. A mass formula with nine empirical parameters based on a hypothesis of the restoration of spin-isospin  $SU(4)$ -symmetry in heavy nuclei is constructed for  $A \geq 216$  region. The mass formula is adjusted to the experimental mass excesses in this region with an accuracy near 100 keV. The  $SU(4)$  mass formula is compared with another ones.

Спин-изоспиновая  $SU(4)$ -симметрия как основа описания ядерных явлений была впервые рассмотрена Е. Вигнером в 1937 г. [1]. В частности, он предложил массовую формулу, содержащую инвариантный оператор  $SU(4)$ -алгебры - оператор Казимира второго порядка, и показал, что массы известных тогда легких ядер описываются этой формулой достаточно точно. Однако в дальнейшем гипотеза о реализации вигнеровской симметрии не получила развития, поскольку в ядрах были обнаружены большие спин-орбитальные силы и, кроме того, вплоть до открытия аналоговых резонансов считалось, что в средних и тяжелых ядрах изоспиновая  $SU(2)$ -симметрия [а также и  $SU(4)$ ] сильно нарушена кулоновским взаимодействием. Открытие и исследование аналоговых резонансов показало, что даже в тяжелых ядрах изоспин может считаться хорошим квантовым числом, а кулоновское взаимодействие приводит лишь к сдвигу энергии аналогового состояния относительно основного состояния соседнего ядра, мало смешивая волновые функции с разным изоспином. Более того, примесь волновой функции в основном состоянии падает с ростом нейтронного избытка [2], так что в тяжелых ядрах наблюдается своеобразное восстановление изоспиновой  $SU(2)$ -симметрии. Первые указания на возможность восстановления спин-изоспиновой симметрии были получены с открытием и изучением гамов-теллеровских резонансов [3] в широком диапазоне ядер (от легких до тяжелых). С экспериментальной точки зрения на это указывает факт сближения энергий гамов-теллеровского и аналогового резонансов с ростом массового числа и нейтронного избытка [4]. В свинце и уране эти состояния практически вырождены [5], что характерно для  $SU(4)$ -симметрии и может интерпретироваться как ее восстановление в области тяжелых ядер. С теоретической точки зрения об этом свидетельствуют близость спин-изоспиновой и изоспиновой констант взаимодействия [6], близость эффективного отношения  $\epsilon_A/\epsilon_V$  для ядерной материи к единице [7] и существование механизма подавления спин-орбитальных эффектов в заряженном канале возбуждения ядер, к которому принадлежит гамов-теллеровский резонанс [8]. Тем самым формируется представление о возможности восстановления вигнеровской симметрии в области тяжелых ядер, несмотря на существование больших спин-орбитальных сил. В то же время проблема нарушения  $SU(4)$ -симметрии в нейтральной ветви возбуждения ядер остается открытой: наряду с известным спин-орбитальным расщеплением одночастичных состояний здесь недавно было обнаружено существенное отличие спиновой константы взаимодействия от изоспиновой и спин-изоспиновой [9].

Авторы настоящей работы не касаются возможных причин восстановления  $SU(4)$ -симметрии в тяжелых ядрах, но, приняв это как гипотезу, рассматривают те следствия, к которым она приводит при описании масс тяжелых ядер. С этой целью, используя представление о  $SU(4)$ -симметрии, можно построить массовую формулу, подбирая параметры этой формулы из сравнения с экспериментом и сопоставляя ее с лучшими из существующих массовых формул. Если полученная таким образом полуэмпирическая формула будет обладать хорошими характеристиками (небольшим числом эмпирических параметров и малым среднеквадратичным отклонением вычисленных масс от экспериментальных при высоком уровне значимости), то можно считать этот факт дополнительным косвенным подтверждением принятой гипотезы. Практической реализацией полученной формулы будут прогнозы некоторых свойств тяжелых ядер.

Массовая формула на основе SU(4)-симметрии

Принципы построения массовой формулы изложены ранее [10]. Предполагается, что масса ядра ( $A \geq 216$ ) может быть линейно выражена через инварианты SU(4)-алгебры - операторы Казимира  $C_2, C_3, C_2$  и  $C_4$ , которые имеют вид  $C_2(T, S, Y) = (T+2)^2 + (S+1)^2 + Y^2 - 5$ ;  $C_3(T, S, Y) = (T+2)(S+1)Y$ ;  $C_2(T, S, Y) = (T+2)^2 (S+1)^2 + (T+2)^2 Y^2 + (S+1)^2 Y^2 - 4$ ;  $C_4(T, S, Y) = (T+2)^4 + (S+1)^4 + Y^4 - 17$ , а квантовые числа, характеризующие SU(4)-супермультиплет, принимают на основных состояниях ядер следующие значения:

$$\begin{aligned} (T_2, 0, 0) & \text{ - для четно-четных ядер;} \\ (T, S, Y) = (T_2, 1, 0) & \text{ - для нечетно-нечетных ядер;} \\ (T_2, \frac{1}{2}, \pm \frac{1}{2}) & \text{ - для нечетных } A \text{ (+ для четных, - для нечетных } Z \text{).} \end{aligned} \quad (1)$$

В массовую формулу вводятся также операторы, нарушающие SU(4)-симметрию - кулоновское взаимодействие и спаривание.

Среднее значение оператора кулоновской энергии на основных состояниях (I) имеет вид [11]  $V_c(A, Z, S, Y) = \alpha_c(A)Z^2 + \beta_c(A)(S-Y)(S-Y+2) + (m_n - m_p)T_2 + m_e Z$ , где  $m_n, m_p, m_e$  - массы нейтрона, протона и электрона. Параметр  $\alpha_c(A)$ , описывающий гладкую часть кулоновской энергии, может быть извлечен из независимых экспериментальных данных по положению аналоговых состояний в области  $A > 60$ :  $\alpha_c(A) = 702,16(1 - 1,28/A^{2/3})/A^{1/3}$ , где  $\alpha_c(A)$  - в килоэлектронвольтах.

Параметр  $\beta_c(A)$ , описывающий амплитуду нечетно-четных колебаний кулоновской энергии, трудно извлечь из экспериментальных данных по положению аналоговых состояний по двум причинам: во-первых, функция, при которой стоит этот параметр, отлична от нуля только для нечетных Z, а в области  $A > 60$  экспериментальных данных для нечетных Z очень мало, и, во-вторых, в разности энергий аналогового и основного состояний соседнего ядра этот член подавлен в  $T_2$  раз по сравнению с разностью энергий основных состояний двух соседних ядер-изобар [11]. Поэтому параметр  $\beta_c(A)$  извлекался из анализа масс ядер в области  $A \geq 216$ .

Спаривательная добавка  $M_{\text{pair}}(A)$  выбиралась в традиционной форме:

$$M_{\text{pair}}(A) = \begin{array}{lll} -\Delta(A) & \text{для супермультиплета } (T_2, 0, 0); \\ +\Delta(A) & \text{" " " " } (T_2, 1, 0); \\ 0 & \text{" " " " } (T_2, 1/2, \pm 1/2). \end{array}$$

Таким образом, SU(4)-симметричная массовая формула имеет следующий вид:

$$M(A, T, S, Y) = a(A) + b(A)C_2(T, S, Y) + c_1(A)C_3(T, S, Y) + d(A)C_2^2(T, S, Y) + e(A)C_4(T, S, Y) + V_c(A, Z, S, Y) + M_{\text{pair}}, \quad (2)$$

где  $a(A), b(A), c(A), d(A), e(A), \beta_c(A), \Delta(A)$  - гладкие функции массового числа A, подлежащие подбору;  $M(A, T, S, Y)$  - избыток массы. В работе [10] в результате обработки данных об энергиях  $\beta$ -распада в области  $216 \leq A \leq 250$  были получены значения параметров:  $b(A, T_0) = b(A) + e(A)T_0(T_0 + 1)$ ;  $c(A); d_{\text{эф}}(A) = d(A) + [2\Delta(A)/T_0(T_0 + 3)]$ ;  $e(A)$ , где  $T_0 = 26$  - среднее значение изоспина в выбранном диапазоне массовых чисел. Параметр  $\beta_c(A)$  в работе [10] полагали равным нулю. Результаты исследования показали, что все параметры представляют собой достаточно гладкие функции массового числа A и позволяют описать энергии  $\beta$ -распада с точностью 110 кэВ.

Чтобы перейти от энергий  $\beta$ -распада к избытку масс, необходимо конкретизировать вид функции  $a(A)$  в формуле (2). Зависимость параметров массовой формулы от массового числа A не фиксируется теорией. Введение оператора числа частиц требует, как минимум, перехода от SU(4)- к U(4)-симметрии. Естественно искать функцию  $a(A)$  в виде разложения по инвариантам U(4)-алгебры, которые, как известно, выражаются через инварианты группы перестановок A частиц  $S_A$ , представляющие собой суммы по классам двойных  $P_{ij}$ , тройных  $P_{ijk}$ , четверных  $P_{ijkl}$  и парных  $P_{ij,kl}$  перестановок спин-изоспиновых индексов. Эти суммы (обозначим их соответственно  $R_2, R_3, R_4$  и  $R_{22}$ ) удовлетворяют условию ортогональности на группе  $S_A$  и представляют удобный базис разложения ядерного гамильтониана. Таким образом,  $a(A) = a_1(A-208) + a_2 R_2(T=S=Y=0, A-208) + a_3 R_3(T=S=Y=0, A-208) + a_4 R_4(T=S=Y=0, A-208) + a_{22} R_{22}(T=S=Y=0, A-208)$ , где, как легко показать,  $R_2(0, 0, 0, A) = \frac{A^2}{8} - 2A$ ;

$R_3(0,0,0,A) = (A^3 - 48A^2 + 272A)/48$ ;  $R_4(0,0,0,A) = A(\frac{A^3}{256} - \frac{3A^2}{8} + \frac{101A}{16} - 21)$ ;  $R_{22}(0,0,0,A) = A(\frac{A^3}{128} - \frac{9A^2}{32} + \frac{13A}{4} - \frac{33}{4})$ , а параметры  $a_i$  — константы, подлежащие подбору.

Функция  $b(A)$  при операторе Казимира второго порядка, которая представляет собой интенсивность эффективных двухчастичных взаимодействий [10], выбиралась в общепринятом виде:

$$b(A) = b_0/A. \quad (3)$$

Функция  $d_{эф}(A)$ , которая описывает суммарную интенсивность эффективных четырехчастичных взаимодействий и спаривания, выбиралась в том виде, в каком обычно описывается спаривание:  $d_{эф}(A) = d_{эф}/A^{1/2}$ . Функции  $c(A)$  и  $e(A)$ , представляющие собой интенсивности эффективных трех- и четырехчастичных взаимодействий, аппроксимировались константами.

Наконец, функция  $\beta_c(A)$ , представляющая собой величину изменения кулоновской энергии при переходе от нечетного  $Z$  к четному, выбиралась в виде  $\beta_c(A) = \beta_c/A^{1/3}$ , что соответствует общепринятой параметризации кулоновской энергии как функции массового числа  $A$ .

### Процедура аппроксимации

Для определения параметров массовой формулы (2) выбраны те значения избытка масс, которые получены с помощью масс-спектрометрических или других прямых измерений. В области  $A \geq 216$  отобрано 75 таких наиболее точных значений избытка масс [12]. Выберем алгоритм аппроксимации, который, с точки зрения авторов, лучше других соответствует специфике поставленной задачи. Поскольку опорная выборка невелика и контрольную выборку сформировать трудно, остановим выбор на алгоритме пошаговой регрессии, использующем принцип хаотизации [13]. Суть принципа состоит в сравнительном анализе результатов применения одной и той же процедуры построения модели к исходным данным, образующим опорную выборку, и к так называемым псевдовыборкам. Псевдовыборка искусственно моделируется таким образом, что в ней заведомо отсутствует закономерность, предполагаемая в исходной. Пусть, например, аппроксимируем зависимость  $a(A)$ :

$$a(A) = \sum_{i=1}^p \beta_i f_i(A). \quad (4)$$

При заданном числе факторов  $p$  задача оценивания параметров решается непосредственным применением метода наименьших квадратов. Выбор же числа факторов осуществляется с помощью анализа псевдовыборок. Наряду с опорной выборкой  $a(A_i)$ ,  $i=1, \dots, r$  рассмотрим псевдовыборку, в которой отклик представляет собой случайный вектор  $\eta(A_i)$ ,  $i=1, \dots, r$ ; все компоненты его независимы и нормально распределены с выборочным средним значением и выборочной дисперсией. Пусть  $\Delta L$  — уменьшение остаточной суммы квадратов при повышении порядка полинома в выражении (4), а  $\Delta L_p$  — уменьшение остаточной суммы квадратов при переходе к соответствующей псевдомодели. Сравнивая  $\Delta L$  и  $\Delta L_p$ , можно определить, улучшается ли адекватность при переходе от полинома  $n$ -го порядка к полиному  $(n+1)$ -го порядка. Принципиальная сторона проверки соответствующей гипотезы состоит в следующем. Рассматривается случайная величина  $\Delta L_p$ . С помощью распределения этой величины определяется такое число  $L_0$ , что вероятность

$$P(\Delta L_p > L_0) = \varepsilon. \quad (5)$$

Если  $\Delta L \geq L_0$ , то различие между  $\Delta L$  и  $\Delta L_p$  считается значимым (с уровнем значимости  $\varepsilon$ ). Другими словами, в этом случае считается, что полином  $(n+1)$ -го порядка лучше согласуется с исходными данными. Если  $\Delta L < L_0$ , то полагается, что различие между  $\Delta L$  и  $\Delta L_p$  незначимо, т.е. увеличение порядка полинома приводит лишь к подгонке имеющихся данных на интервале наблюдения, как и на псевдовыборке. В этом случае порядок модели считается равным  $n$ .

### Анализ результатов

В рамках изложенной выше методики была проведена аппроксимация параметров массовой формулы (2). Результаты аппроксимации приведены ниже и в табл.1. Эти параметры и их среднеквадратичные погрешности (в скобках), кэВ:  $a_0 = -1080865,7$ ;  $a_1 = -4365,78 (58,50)$ ;  $a_2 = 0$ ;  $a_3 = 126,064$

(5,56);  $a_4 = 4,301$  (0,065);  $a_{22} = -4,205$  (0,223);  $b_0 = 75877,7$  (499,7);  $c = 0$ ;  $d_{эф} = 2,320$  (0,337);  $e = 0,026$  (0,001);  $\beta_c = 382,79$  (72,4).

Как видно из приведенных данных, параметр  $a_2$  оказался незначимым, а вместо него в модель вошел постоянный уровень  $a_0$ . Кроме того, из двух конкурирующих функций: оператора Казимира третьего порядка  $C_3$  и колебаний кулоновской энергии  $(S-Y)(S-Y+2)$  - алгоритм отдает предпочтение последним. Если же считать колебания кулоновской энергии незначимыми [14] и положить  $\beta_c=0$ , то в модель войдет член  $C_3$  с параметром  $C=7$  кэВ и погрешностью, приблизительно равной 20%.

Таблица I

Нормированная ковариационная матрица параметров массовой формулы

	$a_3$	$a_4$	$a_{22}$	$a_1$	$b_0$	$d_{эф}$	$e$	$\beta_c$
$a_3$	1,00	-0,10	0,35	-0,22	-0,04	-0,04	-0,06	0,06
$a_4$	-0,10	1,00	-0,96	-0,94	-0,64	-0,09	-0,82	0,11
$a_{22}$	0,35	-0,96	1,00	0,84	0,59	0,08	0,75	-0,08
$a_1$	-0,22	-0,94	0,84	1,00	0,64	0,10	0,82	-0,12
$b_0$	-0,04	-0,64	0,59	0,64	1,00	0,00	0,96	-0,17
$d_{эф}$	-0,04	-0,09	0,08	0,10	0,00	1,00	0,02	0,68
$e$	-0,06	-0,82	0,75	0,82	0,96	0,02	1,00	-0,17
$\beta_c$	0,06	0,11	-0,08	-0,12	-0,17	0,68	-0,17	1,00

Все параметры, вошедшие в модель, значимы при 1%-ном уровне значимости. Ошибка аппроксимации избытка масс на опорной выборке составляет 102 кэВ. Массовая формула содержит девять эмпирических параметров и имеет следующий вид:

$$\begin{aligned}
 M(A, T, S, Y) = & -1080865, 7 - 4365,78(A-208) + 126,064 \left[ \frac{(A-208)^3}{48} - \frac{(A-208)^2 + 17(A-208)}{3} \right] + \\
 & + 4,301 \left[ \frac{(A-208)^4}{256} - \frac{3(A-208)^3}{8} + \frac{101(A-208)^2}{16} - 21(A-208) \right] - \\
 & - 4,205 \left[ \frac{(A-208)^4}{128} - \frac{9(A-208)^3}{32} + \frac{13(A-208)^2}{4} - \frac{33(A-208)}{4} \right] + \\
 & + 75877,7 \left[ \frac{(T+2)^2 + (S+1)^2 + Y^2 - 5}{A} + 2,320 \left[ \frac{(T+2)^2 (S+1)^2 + (T+2)^2 Y^2 + \right. \right. \\
 & \left. \left. + (S+1)^2 Y^2 - 4 \right] / A^{1/2} + 0,026 \left[ (T+2)^4 + (S+1)^4 + Y^4 - 17 \right] + 702,16 \frac{Z^2}{A^{1/3}} (1 - 1,28 \frac{1}{A^{2/3}}) + \right. \\
 & \left. + \frac{382,79}{A^{1/3}} (S-Y)(S-Y+2) + 1294 \cdot T_Z + 511 \cdot Z, \right. \quad (6)
 \end{aligned}$$

где  $M(A, T, S, Y)$  в килоэлектронвольтах.

Если учесть, что при определении параметров массовой формулы использовались только 75 особо точных значений избытка масс, то остальные (их в области  $A \geq 216$  около 180) могут рассматриваться как контрольная выборка, хотя и не очень точная. На контрольной выборке, в которую были включены те значения избытка масс, оцененная погрешность которых не превышает 50 кэВ [12], среднеквадратичное отклонение избытка масс, вычисленных по формуле (6), от их экспериментальных значений составило 148 кэВ.

На рис.1 приведен график отклонений теоретических значений избытка масс от экспериментальных в зависимости от массового числа  $A$ :  $\Delta M(A) = M_{теор}(A) - M_{эксп}(A)$ . На первый взгляд кажется, что ход  $\Delta M(A)$  достаточно регулярен и может быть аппроксимирован полиномами от числа  $A$  степени выше четвертой. Эта гипотеза была проверена для степеней, равных 5,6,7, но соответствующие факторы оказались незначимыми при 10%-ном уровне значимости. Анализируя рис.1, можно понять, почему не удается улучшить точность аппроксимации, несмотря на достаточно регулярный ход  $\Delta M(A)$ . Это связано с довольно большим разбросом  $\Delta M(A)$  в некоторых изобарах, что в свою очередь может быть обусловлено погрешностями описания члена симметрии. Заметим, что наибольший разброс (более 150 кэВ) отмечается, как правило, в тех случаях, когда энергии  $\beta$ -распада соответствующих ядер малы (менее 100 кэВ). Малая энергия  $\beta$ -распада свидетельствует о том, что в этих изобарах возможно нарушение порядка чередования мультиплетов, связанное с уходом линии стабильности в сторону больших  $T_Z$ .

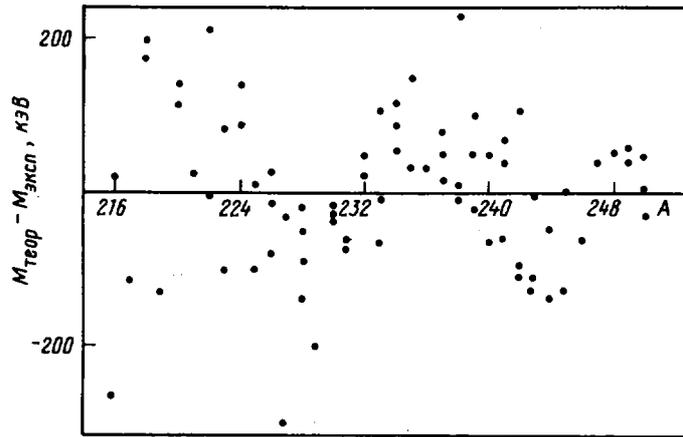


Рис.1. Отклонение теоретических значений избытка масс от экспериментальных в зависимости от массового числа  $A$

Следует подчеркнуть, что в отличие от существующих полуэмпирических массовых формул формула (6) позволяет прогнозировать не только энергии основных состояний ядер (массы), но и энергии возбужденных состояний, относящихся к произвольным  $SU(4)$ -супермультиплетам  $(T, S, Y)$ . На рис.2 приведены энергии возбужденных состояний, относящихся к  $SU(4)$ -супермультиплетам, ближайшим к супермультиплету основного состояния для  $^{236}\text{U}$  и  $^{249}\text{Cm}$ . Можно ожидать, что эти состояния будут иметь коллективную природу и наблюдаться в реакциях с поляризованными ядрами.

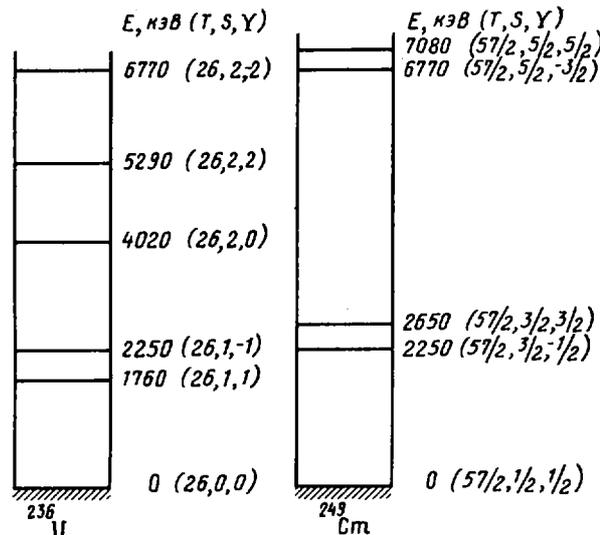


Рис.2. Энергии возбужденных состояний  $^{236}\text{U}$  и  $^{249}\text{Cm}$

Сравнение массовой формулы, основанной на  $SU(4)$ -симметрии, с другими типами полуэмпирических массовых формул

Большинство полуэмпирических массовых формул можно отнести к одному из трех типов: 1) к формулам, основанным на модели жидкой капли [15]; 2) к формулам, основанным на оболочечной модели с низшим сеньорити [14]; 3) к рекуррентным массовым соотношениям [16]. Рассмотрим, как связана с этими массовыми формулами построенная авторами формула (6).

Сравнение с формулами, основанными на модели жидкой капли. На первый взгляд кажется, что SU(4)-теория может претендовать только на модификацию члена симметрии в формуле Вайцзеккера, поскольку она не фиксирует зависимости параметров от массового числа A. Поэтому первоначально была сделана попытка аппроксимировать функцию a(A) в формуле (2) зависимостью, характерной для модели жидкой капли:

$$a(A) = \sum_k \alpha_k A^{k/3}, \quad (7)$$

предварительно определив все остальные параметры массовой формулы из анализа энергий  $\beta$ -распада.

Иными словами, сделана попытка построить "гибридную" массовую формулу, которая содержала бы привычные "жидкокапельные" члены объемной, поверхностной и кулоновской энергий и член симметрии, модифицированный в соответствии с предписаниями SU(4)-теории. Однако эта попытка потерпела неудачу. Было опробовано около 20 вариантов зависимости вида (7), содержащих разное число членов суммы. Оказалось, что зависимость вида  $A^{2/3}$  удается значимо включить только в том случае, когда в модель вводится линейный по A член и член  $A^{2/3}$  и никаких других зависимостей "на выбор" не вводится. В этом случае

$$a(A) = -989,278 + 3321,443 \frac{A}{208} - 3400,744 \left(\frac{A}{208}\right)^{2/3}, \quad (8)$$

[где a(A) в килоэлектронвольтах], а ошибка аппроксимации избытка масс составила 514 кэВ. Во всех других случаях, т.е. когда в модель кроме этих членов вводились и другие, зависимость вида  $A^{2/3}$  оказывалась статистически незначимой даже при 50%-ном уровне значимости. Чтобы проверить, не обусловлено ли это обстоятельство неоптимальностью алгоритма регрессии, описанного в предыдущем разделе (слабо выраженная зависимость от A на небольшой выборке  $216 \leq A \leq 250$  не выявляется), был проведен специальный тест. В качестве теста выбрана массовая формула Сигера [15], содержащая аналогичные степени массового числа A. Формула была затабулирована в 35 точках области  $A \geq 216$ . К этим данным применен алгоритм аппроксимации, описанный в предыдущем разделе, причем наряду с зависимостями, изначально присутствующими в формуле Сигера, в модель вводились и другие (на выбор). Результаты аппроксимации показали, что вычисленные значения коэффициентов массовой формулы совпадают с исходными. Это означает следующее: если в исходной формуле зависимость типа  $A^{2/3}$  присутствует, то алгоритм воспроизводит ее даже на короткой выборке.

Анализ невязок при аппроксимации экспериментальных данных формулой (7) показывает (рис.3), что они имеют достаточно регулярный ход в зависимости от A, который требует дополнительной аппроксимации функциями, отличными от  $A^{k/3}$ .

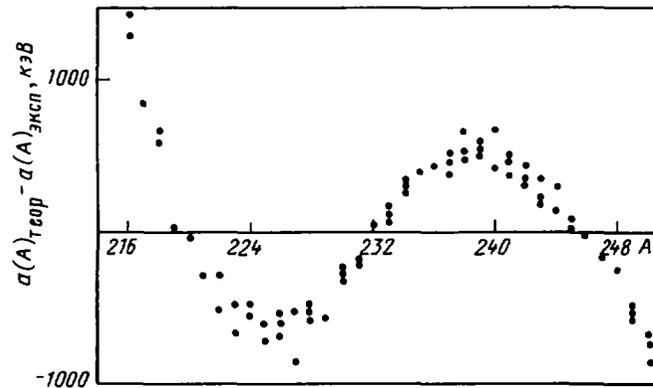


Рис.3. Отклонение теоретических значений коэффициентов a(A) от экспериментальных при аппроксимации типа (7)

Из неудачной попытки построить "гибридную" массовую формулу можно сделать следующий вывод: вид зависимости от массового числа A в массовой формуле существенно определяется тем, в каком виде выбран член симметрии. Если член симметрии выбран в SU(4)-симметричном виде, то член типа "поверхностной энергии" в массовую формулу не входит.

Сравнение с формулами, основанными на оболочечной модели с нижним сепаратором. На прошедшей в 1984 г. конференции по относительным атомным массам и фундаментальным константам одной из лучших массовых формул этого типа была признана формула Лирана - Зельдеса [14]. Интересно сравнить с ней массовую формулу (6). Напомним, что формула Лирана - Зельдеса основана на оболочечной модели с сильным спариванием и изоспариванием. Энергия связи основного состояния ядра записывается в виде суммы парной энергии  $E_{pair}$ , вычисленной в приближении сильного спаривания; энергии  $E_{def}$ , представляющей дополнительные вклады, обусловленные взаимодействием конфигураций; кулоновской энергии  $E_{coul}$ :  $E_B(N, Z) = E_{pair}(N, Z) + E_{def}(N, Z) + E_{coul}(N, Z)$ .

В области  $A > 216$  Лиран и Зельдес рекомендуют использовать для энергии связи ядра следующее выражение:

$$E_B(N, Z) = A_0/A \left\{ \alpha + \beta_1(N-N_0) + \beta_2(Z-Z_0) + \gamma_1(N-N_0)^2 + \gamma_2(Z-Z_0)^2 + \gamma_3(N-N_0)(Z-Z_0) + [1-(-1)^N] \theta_1/2 + [1-(-1)^Z] \theta_2/2 + [1-(-1)^{NZ}] \mu/2 + \varphi_{21}(N-N_0)^2 [N_1-(N-N_0)]^2 (Z-Z_0) \times [Z_1-(Z-Z_0)] + \varphi_{31}(N-N_0)^3 [N_1-(N-N_0)]^3 (Z-Z_0) [Z_1-(Z-Z_0)] + \chi_{12}(N-N_0) [N_1-(N-N_0)] (Z-Z_0)^2 [Z_1-(Z-Z_0)]^2 [N-N_0-(N_1/2)] \times (Z-Z_0-Z_1/2) \right\} + (2Z_0/A)^{1/3} [\alpha_c + \beta_c(Z-Z_0) + \gamma_c(Z-Z_0)^2], \quad (9)$$

где  $A_0=208$ ,  $Z_0=82$ ,  $N_0=126$ ,  $Z_1=32$ ,  $N_1=58$ , а эмпирические параметры, рекомендованные Лираном и Зельдесом, приведены в табл.2. Видно, что в исследуемой области массовых чисел формула Лирана - Зельдеса содержит 15 эмпирических параметров, из которых три ( $\alpha_c$ ,  $\beta_c$  и  $\gamma_c$ ) относятся к кулоновской энергии.

Таблица 2

Коэффициенты массовой формулы Лирана - Зельдеса

Параметр	Коэффициенты массовой формулы, кэВ		Средне-квadraticная ошибка, кэВ	Коэффициент массовой формулы при 1%-ном уровне значимости	Средне-квadraticная ошибка, кэВ
	рекомендованные Лираном - Зельдесом	полученные в настоящей работе при 10%-ном уровне значимости			
$\alpha$	-2410302,06	705629,92	11250	723304,05	9625
$10^3 \beta_1$	-150747,117	0	-	0	-
$10^3 \beta_2$	-339512,615	-186613,485	583	-186372,578	606
$10^2 \gamma_1$	3336,3994	2710,899	163	3004,188	114
$10^2 \gamma_2$	2969,8770	0	-	0	-
$10^2 \gamma_3$	-36540,1428	-34645,932	350	-34651,360	377
$\theta_1$	804,60	780,489	32	744,388	28
$\theta_2$	972,88	986,559	35	938,576	30
$\mu$	-181,60	-121,041	54	0	-
$10^6 \varphi_{21}$	-157,82975	-163,14263	16	-119,32307	3,6
$10^8 \varphi_{31}$	5,714792	4,83373	1,8	0	-
$10^8 \chi_{12}$	-20,4142	-49,151138	9	-63,76806	8
$\beta_0$	0	-3117047,131	-	-3134261,279	-
$\alpha_c$	837586,87	837586,87	-	837586,87	-
$10^3 \beta_c$	203510,199	203510,199	-	203510,199	-
$10^2 \gamma_c$	9226,1878	9226,1878	-	9226,1878	-

Поскольку Лиран и Зельдес не приводят ни ковариационной матрицы, ни дисперсии коэффициентов массовой формулы, авторы настоящей работы провели собственную статистическую обработку массовой формулы (9) по методу, описанному выше. При этом кулоновская энергия выбиралась в том виде, в каком ее рекомендуют брать авторы, а остальные параметры определяли на том же массиве данных, что и параметры массовой формулы (6). Результаты обработки приведены в табл.2. При уровне значимости 10% в модель не входят коэффициенты  $\beta_1$  и  $\beta_2$ ; вместо них появляется постоянный член  $\beta_0$ . Среднеквадратичное отклонение вычисленных энергий связи от их экспериментальных значений составляет в этом случае 94 кэВ. Некоторые параметры массовой формулы (9) сильно отличаются от рекомендованных. Кроме того, ошибка параметров  $\mu$  и  $\varphi_{31}$  очень велика (50 и 40% соответственно), и при повышении уровня значимости до 1% они выпадают из модели как незначимые. Число значимых параметров в формуле (9) уменьшается до девяти, а среднеквадратичное отклонение на опорной выборке возрастает до 102 кэВ. Таким образом, после исключения незначимых параметров формула Лирана - Зельдеса и SU(4)-симметричная массовая формула идентичны как по количеству подгоночных параметров, так и по среднеквадратичному отклонению на опорной выборке.

SU(4)-симметричная массовая формула и рекуррентные массовые соотношения Гарвея - Келсона. Еще в 1966 г. в работе Гарвея и Келсона [16] эмпирическим путем было найдено простое соотношение между массами шести ядер:

$$M(A, T_Z+2) - M(A, T_Z) + M(A+1, T_Z+1/2) - M(A+1, T_Z+3/2) + M(A-1, T_Z+1/2) - M(A-1, T_Z+3/2) \approx 0. \quad (10)$$

Для объяснения этого соотношения авторы воспользовались моделью независимых частиц. Однако, как выяснилось, этому массовому соотношению приблизительно удовлетворяют массовые формулы, основанные и на модели жидкой капли, и на оболочечной модели. Не составляет исключения и массовая формула, основанная на SU(4)-симметрии. Действительно, подставляя в соотношение (10) выражение (6), получим  $M(A, T_Z+2) - M(A, T_Z) + M(A+1, T_Z+1/2) - M(A+1, T_Z+3/2) + M(A-1, T_Z+1/2) - M(A-1, T_Z+3/2) = -75877.7 \frac{(4T_Z+12)}{A(A+1)(A-1)} + 0,026 (6T_Z + 18) +$  члены более высокого порядка малости. Численная оценка правой части этого выражения показывает, что в области тяжелых ядер формула (6) удовлетворяет соотношению Гарвея - Келсона с точностью 10 кэВ.

Из изложенного выше можно сделать следующие выводы:

1. На основе SU(4)-симметрии получена массовая формула для тяжелых ядер, обладающая точностью (102 кэВ) на уровне лучших существующих в настоящее время массовых формул при небольшом числе (девять) эмпирических параметров.

2. Сравнение с другими типами массовых формул показало:

- формула оболочечной модели с низшим сеньюрити после исключения из нее незначимых параметров идентична формуле, основанной на SU(4)-симметрии, как по точности, так и по числу эмпирических параметров;

- формула, основанная на SU(4)-симметрии, соответствует эмпирическим соотношениям Гарвея - Келсона, конкретизируя вид правой части этих соотношений как величину, пропорциональную изоспину T;

- формула, основанная на SU(4)-симметрии, принципиально отличается от формул, основанных на модели жидкой капли. В частности, если член симметрии выбран в SU(4)-инвариантном виде, то поверхностная энергия оказывается незначимой величиной.

3. Высокая точность и небольшое число эмпирических параметров полученной массовой формулы могут, по-видимому, служить косвенным подтверждением гипотезы о реализации в тяжелых ядрах SU(4)-симметрии, нарушенной кулоновским и спаривательным взаимодействиями.

4. Полученная массовая формула позволяет прогнозировать не только энергии основных состояний ядер (как и в случае других полуэмпирических массовых формул), но и энергии возбужденных состояний, относящихся к произвольным SU(4)-супермультиплетам (T, S, Y). Приведены примеры первых возбужденных состояний для  $^{236}\text{U}$  и  $^{249}\text{Cm}$ .

5. Дальнейшее уточнение полученной массовой формулы требует более тщательного исследования нарушений SU(4)-симметрии: кулоновского, спин-орбитального и спаривательного взаимодействий. Для конкретизации вида кулоновского взаимодействия необходимо иметь большее число экспериментальных данных об аналоговых состояниях ядер с нечетным Z.

## Список литературы

1. Wigner E. Phys.Rev., 1937, v.51, p.95-119.
2. Lane A.M. Nucl.Phys., 1962, v.35, p.676.
3. Horen D.J. e.a. Rep. IUCF-1979. USA, Indiana, 1979, p.44; Proc. of the Intern. conf. on nucl. phys., 1980, p.271.
4. Gaarde C. e.a. Phys.Rev. Letters, 1981, v.46, p.902.
5. Gaarde C. e.a. Proc. Intern. conf. on spin excitation in nuclei. March 1982 USA, Telluride, 1982.
6. Гапонов Ю.В., Шульгина Н.Б., Владимиров Д.М. Письма в ЖЭТФ, 1981, т.34, с.407.
7. Гапонов Ю.В. Там же, 1983, т.38, вып.4, с.204.
8. Гапонов Ю.В., Литостанский Ю.С. Ядерная физика, 1974, т.19, с.62.
9. Борзов И.Н., Толоконников С.В., Фаянс С.А. Там же, 1984, т.40, вып.5(II), с.1151.
10. Garonov Yu.V., Shulgina N.B., Vladimirov D.M. Nucl.Phys., 1982, v.A391, p.93.
11. Владимиров Д.М. SU(4)-супермультиплетный базис и коэффициенты Клебша - Гордона SU(4)-группы: Препринт ИАЭ-3949/I. М., 1984.
12. Warstra A.H., Audi G. 1983 Mass evaluation, available from the national nuclear data centre. Brookhaven, 1983.
13. Кипнис В.М. Об одном алгоритме квазилинейного прогноза. - В кн.: Модели, алгоритмы, принятие решений. М., 1979, с.63-90.
14. Liran S., Zeldes N. Atom Data and Nuclear Data Tables, 1976, p.17.
15. Myers W.D., Swiatecki W.J. Nucl.Phys., 1966, v.81, p.1; Seeger P.A., Howard W.M. Ibid., 1975, v.A238, p.491-532.
16. Garvey G.T., Kelson I. Phys.Rev. Letters, 1966, v.16, N 65; Comay E., Kelson I. Atom Data and Nuclear Data Tables, 1976, v.17, p.463-466; Comay E., Kelson I. Z.Phys. A, 1983, Bd 310, S.107-111.

Статья поступила в редакцию 25 июня 1985 г.

УДК 621.039.51

ПОЛУЭМПИРИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ МАСС ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР  
В СХЕМЕ НАРУШЕННОЙ ВИГНЕРОВСКОЙ SU(4)-СИММЕТРИИ

Часть 2. Прогноз масс некоторых ядер

Н.Б.Шульгина, Ю.В.Гапонов, Ф.Е.Чукреев

SEMIEMPIRICAL DESCRIPTION OF HEAVY NUCLEI MASSES BASED ON WIGNER SU(4)-SYMMETRY. II. MASS PREDICTIONS. Based on SU(4)-symmetry mass predictions for nuclei far from stability and for superheavy nuclei are given. The neutron drip line is determined and delay neutron emitters are identified. A short table of calculated values is included, an additional calculations are available.

**В** части I работы\* авторами предложена массовая формула, основанная на гипотезе о восстановлении в тяжелых ядрах спин-изоспиновой SU(4)-симметрии.

Поскольку использованный алгоритм определения всех параметров массовой формулы дает наряду с самими параметрами и ковариационную матрицу, то, пользуясь соотношением (6) указанной работы, можно дать прогноз масс неизвестных атомов вместе с его неопределенностью. В табл. I приведены значения избытка масс, а в табл. 2 - энергии отрыва нейтрона ( $S_n$ ), двух нейтронов ( $S_{2n}$ ), энергии  $\beta$ -распада ( $Q_\beta$ ) и  $\alpha$ -распада ( $Q_\alpha$ ), рассчитанные по формуле (6). Имея в виду различные приложения массовой формулы, в частности астрофизические, авторы определили линию нейтронной

\*Шульгина Н.Б., Гапонов Ю.В., Чукреев Ф.Е. Полуэмпирическое описание масс тяжелых ядер в схеме нарушенной вигнеровской SU(4)-симметрии. Часть I. Анализ масс известных ядер. - См. настоящий сборник, с. 91-99.

стабильности и идентифицировали ядра - возможные излучатели запаздывающих нейтронов. Соответствующие результаты приведены на рис.1. Отметим, что ядра - возможные излучатели запаздывающих нейтронов - находятся относительно близко к области изученных ядер; это связано с наличием в массовой формуле члена, пропорционального выражению  $(T+2)^4$ , где T - изоспин. На рис.2 показаны энергии отрыва нейтрона от нечетных ядер как функции массового числа A для двух значений заряда ядра: Z = 90 и Z = 100. Видно, что при Z = 90 энергия отрыва нейтрона достигает нуля при A = 263, в то время как при Z = 100 энергия отрыва нейтрона сначала падает до минимума, равного 3647 кэВ при A = 275, а затем начинает расти, не достигая нуля ни при каких значениях массового числа A. В соответствии с формулой (6) энергия отрыва нейтрона не обращается в нуль (начиная с Z = 93). Разумеется, эти результаты получены при далекой экстраполяции, когда неопределенность прогноза составляет около 50% прогнозируемой величины.

Таблица I

Прогноз избытка масс тяжелых ядер, кэВ

A	N	Z	M <sub>calc</sub>	δM <sub>calc</sub>	A	N	Z	M <sub>calc</sub>	δM <sub>calc</sub>	A	N	Z	M <sub>calc</sub>	δM <sub>calc</sub>
219	128	91	18242	122	239	141	98	57765	106	253	152	101	80949	111
220	129	91	19650	118	240	141	99	63557	106	258	152	106	103529	160
221	130	91	19876	114	241	141	100	68227	108	259	152	107	110126	182
223	131	92	25165	116	239	142	97	54101	103	260	153	107	110627	208
224	132	92	25243	112	240	142	98	57666	104	259	154	105	99836	181
225	132	93	30714	115	241	142	99	63252	105	260	154	106	104007	205
225	133	92	26654	110	242	142	100	67713	106	261	154	107	110073	236
226	133	93	31341	112	231	143	99	38277	103	252	155	97	78350	106
227	134	93	31341	109	242	143	99	64291	104	261	155	106	104975	236
228	134	94	35560	113	233	144	89	41351	103	252	156	96	79095	106
229	135	94	36638	111	241	144	97	56010	103	253	156	97	80581	108
230	136	94	36608	108	234	145	89	45123	103	262	156	106	104854	269
231	136	95	41839	110	246	145	101	75234	103	263	156	107	110357	311
231	137	94	37937	107	235	146	89	47666	103	264	157	107	111196	359
233	138	95	42910	106	249	147	102	30554	103	257	158	99	88351	140
235	140	95	44532	104	251	148	103	36438	106	260	158	102	93082	201
236	140	96	47647	105	252	148	104	91361	107	261	158	103	96554	233
237	140	97	52802	106	241	149	92	56426	103	263	158	105	103019	310
238	140	98	56813	108	252	149	103	87525	108	264	158	106	106019	355
236	141	95	46184	103	254	149	105	98719	115	265	158	107	110923	409
237	141	96	49059	104	243	150	93	59941	104					
238	141	97	53984	104	256	151	105	99061	132					

Таблица 2

Энергии отрыва нейтрона  $S_n$ , двух нейтронов  $S_{2n}$ ,  $\beta$ -распада  $Q_\beta$ ,  $\alpha$ -распада  $Q_\alpha$  (МэВ)

A	N	Z	S <sub>n</sub>	S <sub>2n</sub>	Q <sub>β</sub>	Q <sub>α</sub>	A	N	Z	S <sub>n</sub>	S <sub>2n</sub>	Q <sub>β</sub>	Q <sub>α</sub>
230	142	88	5,843	10,449	0,878	3,431	230	135	95	7,251	15,828	-3,731	7,840
230	141	89	4,882	11,234	2,826	4,081	230	134	96	8,822	16,575	-7,512	8,442
230	140	90	6,614	12,037	-1,308	4,761	230	133	97	8,004	17,297	-5,796	8,990
230	139	91	5,692	12,802	0,574	5,386	230	132	98	9,531	18,029	-9,478	9,565
230	138	92	7,365	13,583	-3,432	6,040	230	131	99	8,744	16,742	-7,808	10,088
230	137	93	6,481	14,332	-1,609	6,638	230	130	100	10,232	19,463	-11,401	10,637
230	136	94	8,100	15,094	-5,498	7,266	230	129	101	9,473	20,169	-1,773	11,134

A	N	Z	S <sub>n</sub>	S <sub>2n</sub>	Q <sub>β</sub>	Q <sub>α</sub>	A	N	Z	S <sub>n</sub>	S <sub>2n</sub>	Q <sub>β</sub>	Q <sub>α</sub>
230	128	102	10,927	20,881	-13,287	11,658	233	141	92	5,681	12,792	-1,014	5,226
230	127	103	10,193	21,583	-11,695	12,129	233	140	93	7,346	13,562	-1,717	5,855
230	126	104	11,618	22,289	-15,140	12,627	233	139	94	6,470	14,321	-3,150	6,473
230	125	105	10,906	22,989	-13,580	13,073	233	138	95	8,080	15,072	-3,822	7,076
230	124	106	12,307	23,690	-16,966	13,544	233	137	96	7,239	15,814	-5,226	7,669
230	123	107	11,616	24,391	-15,432	13,965	233	136	97	8,800	16,549	-5,870	8,240
231	143	88	4,332	10,175	2,644	3,122	233	135	98	7,991	17,277	-7,247	8,815
231	142	89	6,098	10,980	1,886	3,795	233	134	99	9,507	18,000	-7,866	9,369
231	141	90	5,157	11,772	0,396	4,453	233	133	100	8,727	18,715	-9,219	9,911
231	140	91	6,862	12,554	-0,327	5,106	233	132	101	10,205	19,427	-9,814	10,439
231	139	92	5,960	13,326	-1,783	5,743	233	131	102	9,452	20,133	-11,145	10,957
231	138	93	7,608	14,089	-2,476	6,365	233	130	103	10,895	20,837	-11,719	11,460
231	137	94	6,742	14,843	-3,901	6,976	233	129	104	10,167	21,536	-13,031	11,952
231	136	95	8,338	15,589	-4,564	7,573	233	128	105	11,581	22,234	-13,587	12,430
231	135	96	7,505	16,327	-5,962	8,159	233	127	106	10,875	22,929	-14,882	12,897
231	134	97	9,055	17,060	-6,598	8,730	233	126	107	12,264	23,624	-15,423	13,350
231	133	98	8,253	17,785	-7,970	9,290	234	146	88	5,285	9,321	2,471	2,349
231	132	99	9,761	18,506	-8,581	9,836	234	145	89	4,299	10,122	4,459	3,010
231	131	100	8,988	19,220	-9,930	10,371	234	144	90	6,072	10,943	0,241	3,701
231	130	101	10,458	19,932	-10,520	10,890	234	143	91	5,127	11,721	2,160	4,338
231	129	102	9,711	20,639	-11,848	11,400	234	142	92	6,836	12,518	-1,920	5,004
231	128	103	11,150	21,343	-12,419	11,894	234	141	93	5,931	13,277	-0,066	5,616
231	127	104	10,427	22,045	-13,729	12,378	234	140	94	7,582	14,052	-4,019	6,257
231	126	105	11,838	22,745	-14,282	12,846	234	139	95	6,713	14,794	-2,225	6,844
231	125	106	11,136	23,444	-15,577	13,305	234	138	96	8,310	15,550	-6,061	7,459
231	124	107	12,526	24,143	-16,116	13,748	234	137	97	7,476	16,277	-4,322	8,022
232	144	88	5,575	9,907	1,670	2,853	234	136	98	9,025	17,016	-8,050	8,612
232	143	89	4,601	10,699	3,637	3,509	234	135	99	8,222	17,730	-6,361	9,151
232	142	90	6,353	11,510	-0,536	4,195	234	134	100	9,727	18,455	-9,991	9,716
232	141	91	5,419	12,282	1,363	4,825	234	133	101	8,954	19,160	-8,348	10,229
232	140	92	7,110	13,071	-2,678	5,485	234	132	102	10,420	19,873	-11,690	10,769
232	139	93	6,215	13,824	-0,841	6,091	234	131	103	9,675	20,570	-10,287	11,258
232	138	94	7,850	14,592	-4,760	6,725	234	130	104	11,107	21,274	-13,751	11,773
232	137	95	6,991	15,330	-2,981	7,306	234	129	105	10,386	21,967	-12,184	12,237
232	136	96	8,574	16,080	-6,787	7,915	234	128	106	11,789	22,664	-15,580	12,726
232	135	97	7,749	16,804	-5,061	8,470	234	127	107	11,090	23,355	-14,044	13,166
232	134	98	9,286	17,540	-8,764	9,053	235	147	88	3,719	9,004	4,281	2,110
232	133	99	8,492	18,253	-7,086	9,584	235	146	89	5,523	9,827	3,495	2,794
232	132	100	9,987	18,975	-10,696	10,141	235	145	90	4,565	10,637	1,985	3,468
232	131	101	9,222	19,680	-9,061	10,647	235	144	91	6,308	11,435	1,236	4,127
232	130	102	10,681	20,392	-12,588	11,179	235	143	92	5,385	12,222	-0,238	4,777
232	129	103	9,941	21,092	-10,991	11,659	235	142	93	7,067	12,998	-0,951	5,411
232	128	104	11,369	21,796	-14,444	12,165	235	141	94	6,181	13,763	-2,393	6,036
232	127	105	10,653	22,492	-12,881	12,621	235	140	95	7,806	14,520	-3,075	6,646
232	126	106	12,054	23,191	-16,271	13,101	235	139	96	6,956	15,267	-4,487	7,245
232	125	107	11,360	23,886	-14,736	13,531	235	138	97	8,530	16,006	-5,139	7,830
233	145	88	4,035	9,610	3,457	2,582	235	137	98	7,712	16,737	-6,522	8,405
233	144	89	5,822	10,423	2,686	3,261	235	136	99	9,240	17,462	-7,148	8,966
233	143	90	4,871	11,224	1,186	3,929	235	135	100	8,453	18,180	-8,506	9,516
233	142	91	6,594	12,014	0,450	4,583	235	134	101	9,938	18,893	-9,107	10,052

A	N	Z	S <sub>n</sub>	S <sub>2n</sub>	Q <sub>β</sub>	Q <sub>α</sub>	A	N	Z	S <sub>n</sub>	S <sub>2n</sub>	Q <sub>β</sub>	Q <sub>α</sub>
235	133	102	9,179	19,600	-10,441	10,578	238	146	92	6,243	11,316	-0,381	4,210
235	132	103	10,520	20,303	-11,021	11,089	238	145	93	5,315	12,088	1,507	4,834
235	131	104	3,394	21,001	-12,335	11,589	238	144	94	7,002	12,880	-2,520	5,486
235	130	105	11,311	21,698	-12,895	12,076	238	143	95	6,113	13,632	-0,694	6,086
235	129	106	10,601	22,390	-14,190	12,552	238	142	96	7,742	14,401	-4,595	6,715
235	128	107	11,991	23,082	-14,733	13,013	238	141	97	6,888	15,136	-2,829	7,291
236	148	88	4,978	8,697	3,281	1,906	238	140	98	8,464	15,885	-6,613	7,895
236	147	89	3,979	9,507	5,290	2,572	238	139	99	7,644	16,605	-4,901	8,447
236	146	90	5,774	10,339	1,028	3,269	238	138	100	9,171	17,337	-8,579	9,027
236	145	91	4,817	11,126	2,966	3,911	238	137	101	8,383	18,044	-6,916	9,556
236	144	92	6,546	11,932	-1,154	4,583	238	136	102	9,867	18,762	-10,496	10,110
236	143	93	5,630	12,697	0,716	5,201	238	135	103	9,108	19,459	-8,878	10,615
236	142	94	7,298	13,480	-3,272	5,847	238	134	104	10,552	20,164	-12,371	11,146
236	141	95	5,419	14,226	-1,463	6,441	238	133	105	9,820	20,853	-10,793	11,627
236	140	96	8,032	14,988	-5,330	7,063	238	132	106	11,230	21,549	-14,209	12,133
236	139	97	7,188	15,719	-3,578	7,633	238	131	107	10,523	22,233	-12,666	12,590
236	133	98	8,750	16,463	-7,333	8,230	239	151	88	3,036	7,692	5,960	1,319
236	137	99	7,939	17,179	-5,633	8,776	239	150	89	4,894	8,538	5,145	2,013
236	136	100	9,454	17,907	-9,286	9,348	239	149	90	3,906	9,368	3,610	2,698
236	135	101	3,674	18,613	-7,633	9,870	239	148	91	5,693	10,186	2,835	3,368
236	134	102	10,148	19,327	-11,193	10,417	239	147	92	4,747	10,990	1,339	4,028
236	133	103	9,396	20,024	-9,583	10,914	239	146	93	6,468	11,783	0,600	4,674
236	132	104	10,833	20,728	-13,061	11,437	239	145	94	5,561	12,563	-0,860	5,310
236	131	105	10,107	21,419	-11,489	11,910	239	144	95	7,221	13,334	-1,564	5,932
236	130	106	11,513	22,115	-14,893	12,407	239	143	96	6,351	14,093	-2,992	6,545
236	129	107	10,810	22,802	-13,354	12,866	239	142	97	7,954	14,843	-3,664	7,143
237	149	88	3,385	8,363	5,114	1,693	239	141	98	7,119	15,583	-5,061	7,732
237	148	89	5,218	9,197	4,315	2,382	239	140	99	8,671	16,316	-5,704	8,306
237	147	90	4,242	10,017	2,792	3,061	239	139	100	7,868	17,040	-7,073	8,870
237	146	91	6,007	10,825	2,031	3,726	239	138	101	9,374	17,758	-7,689	9,421
237	145	92	5,072	11,619	0,546	4,381	239	137	102	8,601	18,468	-9,032	9,962
237	144	93	6,773	12,403	-0,179	5,022	239	136	103	10,066	19,174	-9,624	10,488
237	143	94	5,877	13,176	-1,630	5,652	239	135	104	9,320	19,873	-10,944	11,005
237	142	95	7,519	13,939	-2,323	6,268	239	134	105	10,748	20,568	-11,514	11,507
237	141	96	6,659	14,691	-3,742	6,874	239	133	106	10,027	21,258	-12,813	12,000
237	140	97	8,247	15,436	-4,404	7,466	239	132	107	11,423	21,946	-13,363	12,479
237	139	98	7,421	16,171	-5,794	8,048	240	152	88	4,320	7,357	4,934	1,155
237	138	99	8,960	16,900	-6,428	8,616	240	151	89	3,295	8,189	6,988	1,831
237	137	100	8,165	17,620	-7,791	9,173	240	150	90	5,138	9,044	2,629	2,538
237	136	101	9,660	18,335	-8,399	9,717	240	149	91	4,156	9,849	4,608	3,191
237	135	102	3,895	19,043	-9,737	10,250	240	148	92	5,929	10,676	2,399	3,873
237	134	103	10,350	19,747	-10,323	10,769	240	147	93	4,989	11,457	2,307	4,503
237	133	104	9,611	20,445	-11,639	11,278	240	146	94	6,696	12,257	-1,760	6,161
237	132	105	11,033	21,140	-12,204	11,772	240	145	95	5,795	3,017	0,082	5,767
237	131	106	10,318	21,831	-13,501	12,257	240	144	96	7,442	13,793	-3,855	6,401
237	130	107	11,710	22,521	-14,047	12,727	240	143	97	6,579	14,534	-2,073	6,984
238	150	88	4,656	8,041	4,102	1,512	240	142	98	8,170	15,289	-5,890	7,594
238	149	89	3,643	8,862	6,133	2,183	240	141	99	7,341	16,013	-4,164	8,153
238	148	90	5,462	9,704	1,824	2,885	240	140	100	8,881	16,750	-7,869	8,739
238	147	91	4,493	10,500	3,781	3,532	240	139	101	8,084	17,459	-6,195	9,275

А	N	Z	S <sub>n</sub>	S <sub>2n</sub>	Q <sub>β</sub>	Q <sub>α</sub>	А	N	Z	S <sub>n</sub>	S <sub>2n</sub>	Q <sub>β</sub>	Q <sub>α</sub>
240	I38	I02	9,578	18,180	-9,799	9,837	243	I51	92	4,067	9,573	2,904	3,400
240	I37	I03	8,812	18,878	-8,171	10,350	243	I50	93	5,832	10,486	2,188	4,056
240	I36	I04	10,265	19,585	-11,683	10,888	243	I49	94	4,902	11,285	0,705	4,704
240	I35	I05	9,526	20,274	-10,097	11,377	243	I48	95	6,601	12,072	-0,023	5,337
240	I34	I06	10,943	20,970	-13,527	11,891	243	I47	96	5,710	12,847	-1,470	5,961
240	I33	I07	10,229	21,653	-11,979	12,357	243	I46	97	7,349	13,611	-2,135	6,571
241	I53	88	2,676	6,997	6,813	0,977	243	I45	98	6,494	14,364	-3,579	7,172
241	I52	89	4,559	7,555	5,987	1,675	243	I44	99	8,077	15,103	-4,241	7,759
241	I51	90	3,558	8,697	4,439	2,364	243	I43	100	7,270	15,842	-6,250	8,337
241	I50	91	5,369	9,525	3,650	3,039	243	I42	101	8,787	16,568	-5,250	8,901
241	I49	92	4,411	10,340	2,141	3,705	243	I41	102	7,999	17,285	-7,614	9,456
241	I48	93	6,153	11,142	1,389	4,356	243	I40	103	9,484	17,996	-8,220	9,997
241	I47	94	5,235	11,931	-0,081	4,998	243	I39	104	8,724	18,699	-9,550	10,520
241	I46	95	6,914	12,710	-0,797	5,626	243	I38	105	10,163	19,397	-10,132	11,046
241	I45	96	6,034	13,476	-2,235	6,244	243	I37	106	9,435	20,089	-11,439	11,554
241	I44	97	7,654	14,233	-2,918	6,849	243	I36	107	10,842	20,776	-11,999	12,040
241	I43	98	6,809	14,979	-4,323	7,444	244	I56	88	3,623	5,929	6,635	0,505
241	I42	99	8,376	15,717	-4,975	8,025	244	I55	89	2,569	6,706	8,730	1,190
241	I41	100	7,565	16,446	-6,351	8,596	244	I54	90	4,465	7,667	4,272	1,905
241	I40	101	9,082	17,167	-6,975	9,153	244	I53	91	3,456	8,495	6,296	2,568
241	I39	102	8,302	17,881	-8,325	9,701	244	I52	92	5,278	9,345	1,989	3,260
241	I38	103	9,776	18,588	-8,923	10,235	244	I51	93	4,313	10,145	3,939	3,900
241	I37	104	9,024	19,289	-10,248	10,759	244	I50	94	6,064	10,966	-0,218	4,569
241	I36	105	10,458	19,985	-10,823	11,269	244	I49	95	5,140	11,742	1,662	5,186
241	I35	106	9,732	20,675	-12,126	11,770	244	I48	96	6,826	12,537	-2,355	5,831
241	I34	107	11,133	21,363	-12,681	12,256	244	I47	97	5,941	13,290	-0,539	6,426
242	I54	88	3,975	6,652	5,778	0,824	244	I46	98	7,566	14,061	-4,427	7,048
242	I53	89	2,936	7,495	7,856	1,504	244	I45	99	6,718	14,795	-2,671	7,620
242	I52	90	4,804	8,363	3,444	2,215	244	I44	100	8,288	15,544	-6,439	8,219
242	I51	91	3,810	9,179	5,446	2,873	244	I43	101	7,473	16,261	-4,739	8,769
242	I50	92	5,606	10,017	1,189	3,560	244	I42	102	8,993	16,992	-8,396	9,344
242	I49	93	4,654	10,807	3,118	4,195	244	I41	103	8,210	17,694	-6,747	9,871
242	I48	94	6,382	11,618	-0,993	4,859	244	I40	104	9,684	18,405	-10,303	10,423
242	I47	95	5,470	12,385	0,867	5,471	244	I39	105	8,931	19,099	-8,699	10,927
242	I46	96	7,136	13,170	-3,109	6,111	244	I38	106	10,363	19,799	-12,164	11,456
242	I45	97	6,262	13,916	-1,310	6,700	244	I37	107	9,637	20,480	-10,603	11,937
242	I44	98	7,870	14,679	-5,161	7,316	245	I57	88	1,929	5,552	8,574	0,336
242	I43	99	7,031	15,408	-3,421	7,882	245	I56	89	3,868	6,437	7,710	1,043
242	I42	100	8,585	16,151	-7,156	8,474	245	I55	90	2,840	7,305	6,133	1,741
242	I41	101	7,780	16,863	-5,469	9,017	245	I54	91	4,701	8,158	5,312	2,426
242	I40	102	9,286	17,589	-9,099	9,586	245	I53	92	3,718	8,996	3,778	3,101
242	I39	103	8,512	18,288	-7,461	10,106	245	I52	93	5,507	9,820	2,997	3,762
242	I38	104	9,975	18,999	-10,993	10,651	245	I51	94	4,565	10,629	1,502	4,414
242	I37	105	9,229	19,688	-9,399	11,148	245	I50	95	6,283	11,426	0,760	5,053
242	I36	106	10,653	20,385	-12,845	11,669	245	I49	96	5,383	12,210	-0,697	5,683
242	I35	107	9,933	21,067	-11,291	12,143	245	I48	97	7,041	12,982	-1,404	6,299
243	I55	88	2,306	6,281	-7,689	0,653	245	I47	98	6,176	13,743	-2,328	6,905
243	I54	89	4,216	7,153	6,842	1,356	245	I46	99	7,770	14,494	-3,501	7,499
243	I53	90	3,202	8,007	5,280	2,050	245	I45	100	6,946	15,234	-4,893	8,083
243	I52	91	5,038	8,848	4,475	2,729	245	I44	101	8,492	15,966	-5,536	8,653

A	N	Z	S <sub>n</sub>	S <sub>2n</sub>	Q <sub>β</sub>	Q <sub>α</sub>	A	N	Z	S <sub>n</sub>	S <sub>2n</sub>	Q <sub>β</sub>	Q <sub>α</sub>
245	I43	I02	7,694	16,688	-6,899	9,214	248	I55	93	3,622	8,803	5,618	3,296
245	I42	I03	9,192	17,402	-7,514	9,762	248	I54	94	5,422	9,648	1,361	3,974
245	I41	I04	8,425	18,109	-8,849	10,300	248	I53	95	4,474	10,444	3,284	4,602
245	I40	I05	9,878	18,809	-9,438	10,825	248	I52	96	6,204	11,260	-0,824	5,257
245	I39	I06	9,139	19,503	-10,750	11,340	248	I51	97	5,295	12,030	1,029	5,863
245	I38	I07	10,554	20,191	-11,316	11,842	248	I50	98	6,961	12,819	-2,939	6,496
246	I58	88	3,266	5,195	7,505	0,186	248	I49	99	6,091	13,567	-1,149	7,080
246	I57	89	2,197	6,065	9,634	0,876	248	I48	100	7,696	14,332	-4,990	7,690
246	I56	90	4,121	6,961	5,111	1,595	248	I47	101	6,862	15,060	-3,259	8,253
246	I55	91	3,099	7,801	7,159	2,262	248	I46	102	8,411	15,804	-6,980	8,840
246	I54	92	4,946	8,664	2,800	2,959	248	I45	103	7,611	16,514	-5,304	9,380
246	I53	93	3,968	9,475	4,772	3,604	248	I44	104	9,110	17,238	-8,915	9,945
246	I52	94	5,743	10,308	0,566	4,278	248	I43	105	8,341	17,934	-7,289	10,464
246	I51	95	4,807	11,093	2,467	4,900	248	I42	106	9,794	18,641	-10,799	11,006
246	I50	96	6,514	11,898	-1,594	5,551	248	I41	107	9,054	19,324	-9,219	11,502
246	I49	97	5,618	12,659	0,240	6,151	249	I61	88	1,165	4,072	10,389	-0,325
246	I48	98	7,263	13,439	-3,687	6,779	249	I60	89	3,164	4,987	9,489	0,389
246	I47	99	6,403	14,180	-1,914	7,357	249	I59	90	2,108	5,884	7,881	1,095
246	I46	100	7,990	14,937	-5,717	7,962	249	I58	91	4,025	6,765	7,026	1,788
246	I45	101	7,166	15,659	-4,002	8,518	249	I57	92	3,014	7,629	5,462	2,471
246	I44	102	8,700	16,395	-7,690	9,099	249	I56	93	4,855	8,478	4,650	3,142
246	I43	103	7,909	17,101	-6,028	9,633	249	I55	94	3,887	9,310	3,129	3,804
246	I42	104	9,395	17,820	-9,610	10,192	249	I54	95	5,655	10,129	2,358	4,453
246	I41	105	8,634	18,512	-7,996	10,703	249	I53	96	4,729	10,934	0,875	5,093
246	I40	106	10,076	19,216	-11,482	11,239	249	I52	97	6,430	11,726	0,142	5,719
246	I39	107	9,343	19,897	-9,912	11,728	249	I51	98	5,543	12,504	-1,302	6,337
247	I59	88	1,547	4,814	9,474	0,014	249	I50	99	7,180	13,271	-2,000	6,941
247	I58	89	3,516	5,714	8,592	0,725	249	I49	100	6,330	14,026	-3,410	7,537
247	I57	90	2,474	6,596	7,000	1,427	249	I48	101	7,909	14,771	-4,075	8,119
247	I56	91	4,363	7,462	6,162	2,116	249	I47	102	7,093	15,505	-5,454	8,693
247	I55	92	3,366	8,312	4,614	2,795	249	I46	103	8,619	16,230	-6,088	9,253
247	I54	93	5,180	9,148	3,818	3,462	249	I45	104	7,835	16,946	-7,437	9,804
247	I53	94	4,226	9,969	2,310	4,119	249	I44	105	9,313	17,654	-8,043	10,343
247	I52	95	5,969	10,777	1,553	4,763	249	I43	106	8,559	18,354	-9,366	10,872
247	I51	96	5,056	11,570	0,084	5,397	249	I42	107	9,992	19,047	-9,946	11,388
247	I50	97	6,734	12,352	-0,635	6,019	250	I62	88	2,548	3,713	9,290	-0,496
247	I49	98	5,858	13,121	-2,069	6,631	250	I61	89	1,448	4,613	11,473	0,200
247	I48	99	7,476	13,880	-2,754	7,230	250	I60	90	3,433	5,541	6,830	0,928
247	I47	100	6,636	14,627	-4,155	7,820	250	I59	91	2,381	6,407	8,929	1,603
247	I46	101	8,198	15,365	-4,809	8,396	250	I58	92	4,284	7,299	4,457	2,308
247	I45	102	7,392	16,092	-6,179	8,964	250	I57	93	3,279	8,134	6,477	2,962
247	I44	103	8,903	16,812	-6,803	9,518	250	I56	94	5,105	8,993	2,167	3,645
247	I43	104	8,128	17,523	-8,145	10,063	250	I55	95	4,143	9,799	4,112	4,278
247	I42	105	9,592	18,226	-8,742	10,594	250	I54	96	5,879	10,627	-0,044	4,938
247	I41	106	8,846	18,922	-10,059	11,117	250	I53	97	4,977	11,407	1,829	5,549
247	I40	107	10,269	19,613	-10,632	11,626	250	I52	98	6,664	12,207	-2,183	6,187
248	I60	88	2,907	4,454	8,390	-0,142	250	I51	99	5,782	12,962	-0,375	6,777
248	I59	89	1,823	5,339	10,545	0,550	250	I50	100	7,407	13,737	-4,255	7,393
248	I58	90	3,776	6,251	5,963	1,274	250	I49	101	6,562	14,471	-2,508	7,961
248	I57	91	2,740	7,103	8,037	1,945	250	I48	102	8,129	15,222	-6,264	8,554
248	I56	92	4,614	7,981	3,622	2,646							

$\Delta$	$N$	$Z$	$S_n$	$S_{2n}$	$Q_\beta$	$Q_\alpha$	$\Delta$	$N$	$Z$	$S_n$	$S_{2n}$	$Q_\beta$	$Q_\alpha$
250	I47	I03	7,319	15,938	-4,574	9,101	253	I60	93	4,218	7,158	6,355	2,399
250	I46	I04	8,833	16,668	-8,215	9,672	253	I59	94	3,224	8,018	4,805	3,070
250	I45	I05	8,055	17,368	-6,577	10,197	253	I58	95	5,044	8,862	4,001	3,728
250	I44	I06	9,521	18,080	-10,113	10,746	253	I57	96	4,093	9,690	2,492	4,377
250	I43	I07	8,773	18,766	-8,523	11,249	253	I56	97	5,840	10,504	1,730	5,013
251	I63	88	0,783	3,331	11,322	-0,695	253	I55	98	4,929	11,304	0,260	5,641
251	I62	89	2,815	4,263	10,401	0,022	253	I54	99	6,610	12,090	-0,463	6,256
251	I61	90	1,743	5,176	8,777	0,732	253	I53	100	5,737	12,863	-1,896	6,862
251	I60	91	3,690	6,072	7,904	1,429	253	I52	101	7,355	13,625	-2,554	7,456
251	I59	92	2,665	6,950	6,325	2,117	253	I51	102	6,519	14,374	-3,983	8,041
251	I58	93	4,533	7,813	5,496	2,792	253	I50	103	8,078	15,114	-4,638	8,613
251	I57	94	3,553	8,658	3,960	3,458	253	I49	104	7,276	15,842	-6,005	9,176
251	I56	95	5,346	9,489	3,173	4,112	253	I48	105	8,783	16,561	-6,630	9,727
251	I55	96	4,408	10,305	1,678	4,756	253	I47	106	8,012	17,270	-7,967	10,269
251	I54	97	6,131	11,108	0,931	5,388	253	I46	107	9,470	17,972	-8,563	10,798
251	I53	98	5,232	11,896	-0,525	6,011	254	I66	88	1,843	2,248	11,139	-1,323
251	I52	99	6,890	12,673	-1,236	6,621	254	I65	89	0,711	3,181	13,380	-0,619
251	I51	100	6,029	13,436	-2,657	7,222	254	I64	90	2,760	4,144	8,607	0,115
251	I50	101	7,627	14,189	-3,334	7,810	254	I63	91	1,678	5,040	10,760	0,798
251	I49	102	6,801	14,931	-4,722	8,389	254	I62	92	3,642	5,964	6,167	1,511
251	I48	103	8,343	15,662	-5,366	8,956	254	I61	93	2,607	6,826	6,237	2,173
251	I47	104	7,551	16,384	-6,724	9,513	254	I60	94	4,489	7,714	3,815	2,865
251	I46	105	9,042	17,097	-7,339	10,058	254	I59	95	3,500	8,544	5,807	3,506
251	I45	106	8,280	17,801	-8,668	10,593	254	I58	96	5,306	9,399	1,516	4,176
251	I44	107	9,725	18,498	-9,256	11,116	254	I57	97	4,360	10,200	3,464	4,797
252	I64	88	2,192	2,976	10,206	-0,885	254	I56	98	6,094	11,024	-0,644	5,444
252	I63	89	1,077	3,892	12,418	-0,185	254	I55	99	5,188	11,798	1,203	6,044
252	I62	90	3,093	4,837	7,710	0,546	254	I54	100	6,855	12,593	-2,763	6,671
252	I61	91	2,027	5,718	9,836	1,225	254	I53	101	5,988	13,343	-0,960	7,250
252	I60	92	3,959	6,625	5,305	1,934	254	I52	102	7,593	14,112	-4,813	7,854
252	I59	93	2,939	7,473	7,349	2,592	254	I51	103	6,762	14,841	-3,091	8,412
252	I58	94	4,793	8,346	2,985	3,280	254	I50	104	8,310	15,586	-6,801	8,995
252	I57	95	3,818	9,164	4,953	3,917	254	I49	105	7,513	16,296	-5,135	9,533
252	I56	96	5,597	10,005	0,745	4,582	254	I48	106	9,008	17,020	-8,731	10,094
252	I55	97	4,664	10,795	2,640	5,198	254	I47	107	6,243	17,713	-7,117	10,610
252	I54	98	6,374	11,606	-1,419	5,841	255	I67	88	0,034	1,877	13,230	-1,574
252	I53	99	5,480	12,371	0,408	6,436	255	I66	89	2,133	2,844	12,277	-0,848
252	I52	100	7,126	13,155	-3,513	7,057	255	I65	90	1,030	3,791	10,617	-0,131
252	I51	101	6,270	13,897	-1,748	7,631	255	I64	91	3,041	4,719	9,706	0,572
252	I50	102	7,855	14,657	-5,542	8,230	255	I63	92	1,986	5,628	8,094	1,268
252	I49	103	7,035	15,379	-3,836	8,782	255	I62	93	3,913	6,520	7,229	1,951
252	I48	104	8,565	16,116	-7,511	9,359	255	I61	94	2,904	7,394	5,663	2,626
252	I47	105	7,778	16,820	-5,859	9,891	255	I60	95	4,752	8,252	4,842	3,288
252	I46	106	9,258	17,538	-9,425	10,446	255	I59	96	3,787	9,094	3,319	5,941
252	I45	107	8,501	18,227	-7,822	10,956	255	I58	97	5,560	9,920	2,541	4,582
253	I65	88	0,405	2,598	12,271	-1,107	255	I57	98	4,637	10,731	1,058	5,215
253	I64	89	2,470	3,547	11,331	-0,385	255	I56	99	6,340	11,529	0,319	5,835
253	I63	90	1,383	4,477	9,689	0,327	255	I55	100	5,457	12,312	-1,124	6,446
253	I62	91	3,361	5,388	8,797	1,028	255	I54	101	7,095	13,084	-1,826	7,045
253	I61	92	2,322	6,282	7,202	1,720	255	I53	102	6,248	13,842	-3,235	7,635

A	N	Z	S <sub>n</sub>	S <sub>2n</sub>	Q <sub>β</sub>	Q <sub>α</sub>	A	N	Z	S <sub>n</sub>	S <sub>2n</sub>	Q <sub>β</sub>	Q <sub>α</sub>
255	152	103	7,826	14,589	-3,903	8,213	258	164	94	3,917	6,514	5,517	1,838
255	151	104	7,015	15,325	-5,279	8,782	258	163	95	2,899	7,372	7,559	2,488
255	150	105	8,537	16,051	-5,914	9,339	258	162	96	4,761	8,256	3,186	3,166
255	149	106	7,758	16,766	-7,259	9,887	258	161	97	3,788	9,082	5,150	3,796
255	148	107	9,230	17,473	-7,866	10,422	258	160	98	5,574	9,932	0,937	4,453
256	168	88	1,501	1,536	12,090	-1,821	258	159	99	4,643	10,729	2,826	5,062
256	167	89	0,353	2,487	14,361	-1,114	258	158	100	6,357	11,547	-1,233	5,698
256	166	90	2,437	3,467	9,520	-0,376	258	157	101	5,466	12,317	0,588	6,287
256	165	91	1,339	4,380	11,701	0,310	258	156	102	7,114	13,107	-3,332	6,902
256	164	92	3,334	5,321	7,044	1,027	258	155	103	6,261	13,852	-1,573	7,471
256	163	93	2,285	6,198	9,141	1,693	258	154	104	7,847	14,615	-5,362	8,065
256	162	94	4,197	7,101	4,659	2,388	258	153	105	7,029	15,338	-3,664	8,614
256	161	95	3,193	7,945	6,676	3,034	258	152	106	8,558	16,078	-7,330	9,186
256	160	96	5,026	8,814	2,360	3,708	258	151	107	7,774	16,782	-5,687	9,715
256	159	97	4,067	9,627	4,300	4,333	259	171	88	-0,678	0,493	15,230	-2,718
256	158	98	5,826	10,464	0,140	4,986	259	170	89	1,492	1,499	14,226	-1,986
256	157	99	4,908	11,249	2,009	5,590	259	169	90	0,357	2,482	12,527	-1,263
256	156	100	6,598	12,055	-2,003	6,222	259	168	91	2,435	3,446	11,575	-0,552
256	155	101	5,719	12,815	-0,201	6,806	259	167	92	1,350	4,390	9,927	0,150
256	154	102	7,345	13,594	-4,077	7,416	259	166	93	3,339	5,314	9,023	0,840
256	153	103	6,503	14,330	-2,337	7,979	259	165	94	2,302	6,220	7,424	1,523
256	152	104	8,069	15,084	-6,085	8,568	259	164	95	4,208	7,108	6,567	2,193
256	151	105	7,263	15,800	-4,403	9,111	259	163	96	3,216	7,978	5,013	2,855
256	150	106	8,774	16,532	-8,034	9,678	259	162	97	5,043	8,832	4,201	3,504
256	149	107	7,999	17,230	-6,405	10,201	259	161	98	4,094	9,668	2,690	4,146
257	169	88	-0,328	1,173	14,225	-2,106	259	160	99	5,847	10,490	1,920	4,775
257	168	89	1,806	2,160	13,242	-1,378	259	159	100	4,939	11,297	0,449	5,396
257	167	90	0,687	3,124	11,563	-0,658	259	158	101	6,623	12,090	-0,280	6,004
257	166	91	2,731	4,070	10,631	0,049	259	157	102	5,754	12,868	-1,713	6,605
257	165	92	1,661	4,996	9,002	0,748	259	156	103	7,373	13,634	-2,406	7,193
257	164	93	3,619	5,904	8,118	1,435	259	155	104	6,540	14,387	-3,803	7,773
257	163	94	2,596	6,793	6,535	2,114	259	154	105	8,099	15,129	-4,462	8,341
257	162	95	4,472	7,666	5,698	2,780	259	153	106	7,301	15,859	-5,826	8,900
257	161	96	3,494	8,521	4,159	3,438	259	152	107	8,805	16,579	-6,453	9,448
257	160	97	5,294	9,361	3,364	4,083	260	172	88	0,855	0,177	14,048	-3,047
257	159	98	4,358	10,184	1,868	4,720	260	171	89	-0,326	1,165	16,381	-2,334
257	158	99	6,085	10,994	1,114	5,345	260	170	90	1,828	2,185	11,397	-1,589
257	157	100	5,190	11,788	-0,342	5,961	260	169	91	0,698	3,133	13,637	-0,896
257	156	101	6,850	12,570	-1,058	6,565	260	168	92	2,760	4,110	8,846	-0,173
257	155	102	5,992	13,338	-2,479	7,161	260	167	93	1,680	5,019	10,998	0,500
257	154	103	7,590	14,094	-3,159	7,744	260	166	94	3,654	5,957	6,391	1,203
257	153	104	6,768	14,838	-4,545	8,318	260	165	95	2,621	6,830	8,459	1,856
257	152	105	8,309	15,572	-5,192	8,881	260	164	96	4,513	7,729	4,025	2,538
257	151	106	7,520	16,294	-6,546	9,435	260	163	97	3,526	8,569	6,015	3,172
257	150	107	9,007	17,007	-7,163	9,976	260	162	98	5,339	9,434	1,746	3,833
258	170	88	1,171	0,843	13,060	-2,391	260	161	99	4,395	10,242	3,660	4,447
258	169	89	0,006	1,813	15,361	-1,681	260	160	100	6,134	11,074	-0,453	5,087
258	168	90	2,125	2,813	10,449	-0,940	260	159	101	5,231	11,855	1,390	5,681
258	167	91	1,011	3,742	12,660	-0,250	260	158	102	6,902	12,656	-2,577	6,301
258	166	92	3,039	4,701	7,937	0,469	260	157	103	6,037	13,411	-0,800	6,875
258	165	93	1,975	5,594	10,061	1,139	260	156	104	7,644	14,185	-4,631	7,474

A	N	Z	S <sub>n</sub>	S <sub>2n</sub>	Q <sub>β</sub>	Q <sub>α</sub>	A	N	Z	S <sub>n</sub>	S <sub>2n</sub>	Q <sub>β</sub>	Q <sub>α</sub>
260	155	105	6,816	14,916	-2,915	8,028	262	166	96	4,284	7,240	4,330	1,812
260	154	106	8,363	15,664	-6,620	8,607	262	165	97	3,262	8,094	6,894	2,450
260	153	107	7,569	16,374	-4,961	9,141	262	164	98	5,125	8,974	2,567	3,116
261	173	88	-1,014	-0,159	16,257	-3,420	262	163	99	4,167	9,796	4,508	3,733
261	172	89	1,193	0,867	15,229	-2,686	262	162	100	5,933	10,642	0,336	4,376
261	171	90	0,042	1,870	13,510	-1,960	262	161	101	5,017	11,434	2,204	4,977
261	170	91	2,155	2,853	12,536	-1,246	262	160	102	6,712	12,248	-1,812	5,601
261	169	92	1,054	3,815	10,869	-0,540	262	159	103	5,835	13,012	-0,015	6,160
261	168	93	3,077	4,757	9,946	0,154	262	158	104	7,464	13,797	-3,891	6,784
261	167	94	2,024	5,679	8,323	0,839	262	157	105	6,625	14,537	-2,157	7,343
261	166	95	3,962	6,584	7,453	1,513	262	156	106	8,192	15,295	-5,902	7,926
261	165	96	2,955	7,469	5,882	2,179	262	155	107	7,368	16,013	-4,227	8,466
261	164	97	4,811	8,337	5,052	2,833	263	175	88	-1,333	-0,777	17,304	-4,226
261	163	98	3,849	9,188	3,526	3,476	263	174	89	0,913	0,269	16,253	-3,481
261	162	99	5,629	10,024	2,739	4,112	263	173	90	-0,255	1,293	14,515	-2,760
261	161	100	4,708	10,843	1,254	4,737	263	172	91	1,894	2,296	13,517	-2,043
261	160	101	6,416	11,648	0,509	5,350	263	171	92	0,777	3,270	11,830	-1,334
261	159	102	5,535	12,437	-0,936	5,956	263	170	93	2,834	4,237	10,888	-0,633
261	158	103	7,177	13,214	-1,643	6,549	263	169	94	1,766	5,177	9,249	0,052
261	157	104	6,333	13,977	-3,052	7,134	263	168	95	3,736	6,098	8,354	0,729
261	156	105	7,912	14,728	-3,724	7,707	263	167	96	2,716	7,000	6,766	1,599
261	155	106	7,103	15,467	-5,096	8,272	263	166	97	4,501	7,864	5,916	2,056
261	154	107	8,625	16,195	-5,737	8,825	263	165	98	3,625	8,750	4,375	2,706
262	174	88	0,556	-0,458	15,057	-3,799	263	164	99	5,432	9,600	3,572	3,344
262	173	89	-0,643	0,549	17,422	-3,084	263	163	100	4,499	10,432	2,072	3,970
262	172	90	1,548	1,590	12,363	-2,336	263	162	101	6,233	11,250	1,310	4,591
262	171	91	0,401	2,556	14,634	-1,640	263	161	102	5,339	12,051	-0,146	5,201
262	170	92	2,499	3,553	9,773	-0,913	263	160	103	7,004	12,840	-0,870	5,799
262	169	93	1,402	4,480	11,953	-0,236	263	159	104	6,148	13,613	-0,291	6,389
262	168	94	3,410	5,435	7,280	0,469	263	158	105	7,749	14,374	-2,976	6,987
262	167	95	2,362	6,324	9,375	1,126	263	157	106	6,929	15,122	-4,351	7,537
							263	156	107	8,470	15,858	-5,012	8,086

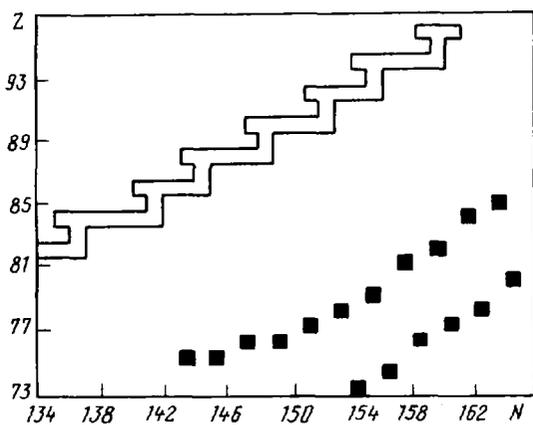


Рис. 1. Идентификация ядер - возможных излучателей запаздывающих нейтронов (—) и линия нейтронной стабильности (■)

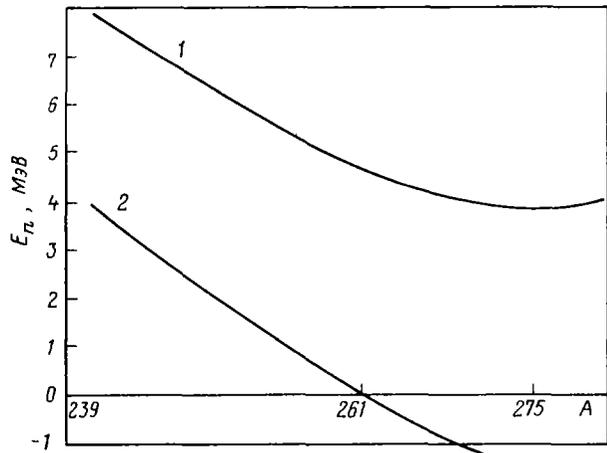


Рис. 2. Энергия отрыва нейтрона в зависимости от массового числа A для Z = 100 (кривая 1) и Z = 90 (кривая 2)

Статья поступила в редакцию 25 июня 1956 г.

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

Element		Quantity	Laboratory	Work-type	Energy (eV)		Page	COMMENTS
S	A				min	max		
NI	000	SEL	IJI	REVV	5.0+5	9.0+6	61	KØRZH+ SIG(E), EXPTS, THEØ, EVAL, GRPH
NI	58	DEL	IJI	REVV	1.5+6	7.0+6	61	KØRZH + ANGDIST, EXPTS, THEØ, GRPH, CFD
NI	58	DIN	IJI	REVV	1.4+6	9.0+6	61	KØRZH + EXCIT FN, ANGDIST, GRPH, CFD
NI	58	TØT	IJI	REVV	5.0+5	9.0+6	61	KØRZH + SIG(E), EXPTS, THEØ, GRPH, CFD
NI	58	SEL	IJI	REVV	5.0+5	9.0+6	61	KØRZH + SIG(E), EXPTS, THEØ, GRPH, CFD
NI	60	DEL	IJI	REVV	1.5+6	7.0+6	61	KØRZH + ANGDIST, EXPTS, THEØ, GRPH, CFD
NI	60	DIN	IJI	REVV	1.3+6	9.0+6	61	KØRZH + EXCIT FN, ANGDIST, GRPH, CFD
NI	60	TØT	IJI	REVV	5.0+5	9.0+6	61	KØRZH + SIG(E), EXPTS, THEØ, GRPH, CFD
NI	60	SEL	IJI	REVV	5.0+5	9.0+6	61	KØRZH + SIG(E), EXPTS, THEØ, GRPH, CFD
NI	62	SEL	IJI	REVV	5.0+5	9.0+6	61	KØRZH + SIG(E), EXPTS, THEØ, GRPH, CFD
NI	62	DEL	IJI	REVV	1.5+6	5.0+6	61	KØRZH + ANGDIST, EXPTS, THEØ, GRPH, CFD
NI	62	DIN	IJI	REVV	1.1+6	9.0+6	61	KØRZH + EXCIT FN, ANGDIST, GRPH, CFD
NI	62	TØT	IJI	REVV	5.0+5	9.0+6	61	KØRZH + SIG(E), EXPTS, THEØ, GRPH, CFD
NI	64	TØT	IJI	REVV	5.0+5	9.0+6	61	KØRZH + SIG(E), EXPTS, THEØ, GRPH, CFD
NI	64	SEL	IJI	REVV	5.0+5	9.0+6	61	KØRZH + SIG(E), EXPTS, THEØ, GRPH, CFD
NI	64	DIN	IJI	REVV	1.3+6	9.0+6	61	KØRZH + EXCIT FN, ANGDIST, GRPH, CFD
NI	64	DEL	IJI	REVV	1.5+6	7.0+6	61	KØRZH + ANGDIST, EXPTS, THEØ, GRPH, CFD
U	235	RBS	ITE	EVAL	2.5-2	8.0+1	19	KØNSHIN + ANG WN, D, TBL, CFD
U	235	STF	ITE	EVAL	2.5-2	8.0+1	19	KØNSHIN + ANG SØ, TBL, CFD
U	238	DIN	FEI	REVV	4.0+4	3.4+6	52	SIMAKØV . EXCIT FN, EXPTS, EVAL, TBL, GRPH
U	238	NF	FEI	REVV	4.0+6	1.5+7	43	GØVERDØVSKIJ. U238/U235, GRPH, CFD
U	238	NU	FEI	REVV	5.0+4	6.0+6	50	MALINØVSKIJ. NU(E), EXPTS, EVALS, GRPH
U	238	TØT	FEI	REVV	1.0+4	1.1+7	3	ANIKIN + SIG(E), EXPTS, EVALS, GRPH, CFD
U	238	NEM	FEI	REVV	6.0+6	8.0+6	46	KØRNILØV. N-SPEC, EXPT, THEØ, GRPH, CFD
U	238	SIN	FEI	REVV	2.0+5	1.0+7	46	KØRNILØV. SIG(E), EXPTS, EVAL, GRPH, CFD
U	238	N2N	FEI	REVV	6.0+6	2.0+7	46	KØRNILØV. SIG(E), EXPTS, EVAL, GRPH, CFD
U	238	TØT	ITE	EVAL	1.0+6	2.0+7	5	KLEPACKIJ + SIG(E), TBL, GRPH, CFD
U	238	NKN	ITE	EVAL	1.2+7	2.2+7	5	KLEPACKIJ + N3N, SIG(E), TBL, CFD
U	238	DEL	ITE	EVAL	2.5+4	2.0+7	5	KLEPACKIJ + ANGDIST, TBL, GRPH, CFD
U	238	DIN	ITE	EVAL	1.0+5	2.0+7	5	KLEPACKIJ + 2LVLS, ANGDIST, TBL, GRPH
U	238	NG	FEI	REVV	5.0+5	1.5+7	39	TØLSTIKØV. SIG(E), EXPTS, EVAL, GRPH, CFD
U	238	RBS	ITE	REVV	2.5-2	1.7+2	19	KØNSHIN + AVG WN, D. TBL, GRPH, CFD

## СОДЕРЖАНИЕ

сборника "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы"  
за 1985 г.\*

## НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

Труханов Г.Я., Абдуллаев Х.Ш., Маглеванный И.И. Аналитическое описание нейтронных сечений и длин пробега нейтронов в воздухе _____	I,3
Мазанов В.Л., Плетников Е.В., Хохлов В.Ф. Константное обеспечение расчетов переноса излучений с учетом фотонейтронных реакций _____	I,14
Котельникова Г.В., Довчикова Г.Н., Сальников О.А., Симаков С.П. Экспериментальные и оцененные данные о сечениях реакций $(n, n')$ , $(n, 2n)$ и $(n, 3n)$ на $^{93}\text{Nb}$ _____	I,18
Малиновский В.В., Тараско М.З., Кузьминов Б.Д. Оценка энергетической зависимости среднего числа мгновенных нейтронов $\bar{\nu}_p$ при делении ядер $^{232}\text{Th}$ , $^{236}\text{U}$ , $^{238}\text{U}$ и $^{237}\text{Np}$ нейтронами _____	I,24
Ваньков А.А., Гостева Л.С., Украинцев В.Ф., Тошков С., Янева Н. Измерение функций пропускания, оценка средних резонансных параметров и групповых констант $^{235}\text{U}$ в области неразрешенных резонансов _____	I,35
Бойков Г.С., Юевич В.И. Оценка формы спектра мгновенных нейтронов спонтанного деления $^{252}\text{Cf}$ _____	I,41
Серёгина Е.А., Дьяченко П.П. Угловые и энергетические распределения нейтронов спонтанного деления $^{252}\text{Cf}$ _____	I,58
Бугров В.П., Бялко А.А., Волков Н.Г., <u>Колобашкин В.М.</u> , Слюсаренко А.И. Определение выходов короткоживущих ( $T_{1/2} < 3$ мин) продуктов спонтанного деления $^{252}\text{Cf}$ _____	I,66
Федоров М.Б., Овдиенко В.Д., Сметанин Г.А., Яковенко Т.И., Скляр Н.Т. Полные нейтронные сечения изотопов циркония _____	I,69
Дзюба Б.М., Лазарев Л.М., Парамонова И.Н., Савин М.В. Расчет угловых распределений $\gamma$ -квантов из реакции $(n, n'\gamma)$ на ядрах $^{56}\text{Fe}$ и $^{208}\text{Pb}$ _____	I,72
Трофимов Ю.Н. Сечение реакции $^{87}\text{Sr}(n, n')^{87m}\text{Sr}$ при энергии нейтронов от порога до 2,2 МэВ _____	I,76
Андросенко Х.Д., Королев Г.Г., Шпак Д.Д. Угловая анизотропия осколков деления $^{235}\text{U}$ нейтронами с энергией 0,014-7,15 МэВ _____	2,24
Воробьева В.Г., Кузьминов Б.Д. Средняя кинетическая энергия осколков деления ядер _____	2,27

\* Цифры после названия статьи обозначают номер выпуска и начальную страницу

Смиренкин Г.Н., Фурсов Б.И. О зависимости сечений деления тяжелых ядер от энергии нейтронов в области "плато" _____	2,31
Малиновский В.В., Тараско М.З. Оценка энергетической зависимости среднего числа мгновенных нейтронов $\bar{\nu}_p$ при делении ядер $^{235}\text{U}$ нейтронами в диапазоне 0-20 МэВ _____	2,36
Кононов В.Н., Полетаев Е.Д., Боховко М.В., Казаков Л.Е., Тимохов В.М., Воеводский А.А. Экспериментальное определение факторов резонансной самоэкранировки сечения радиационного захвата нейтронов для $^{238}\text{U}$ в области энергий 10-140 кэВ _____	2,41
Казаков Л.Е., Кононов В.Н., Полетаев Е.Д., Боховко М.В., Воеводский А.А., Тимохов В.М. Измерение сечений радиационного захвата нейтронов для $^{236}\text{U}$ и $^{197}\text{Au}$ в области энергий 3-420 кэВ _____	2,44
Ловчикова Г.Н., Поляков А.В., Сальников О.А., Симаков С.П., Сухих С.Э., Труфанов А.И. Спектры нейтронов из реакции $^{113}\text{In} (n, n')$ при энергии 6,5 МэВ _____	2,50
Котельникова Г.В., Ловчикова Г.Н., Сальников О.А., Симаков С.П. Экспериментальные и оцененные данные о сечениях реакций $(n, n')$ , $(n, 2n)$ и $(n, 3n)$ на цирконии и молибдене _____	2,52
Дьяченко П.И., Серёгина Е.А., Кудяева Л.С., Лайтан А. Абсолютные измерения спектра мгновенных нейтронов спонтанного деления $^{252}\text{Cf}$ в области низких энергий _____	3,3
Лоховко М.В., Казаков Л.Е., Кононов В.Н., Полетаев Е.Д., Тимохов В.М., Воеводский А.А. Измерение сечений радиационного захвата нейтронов изотопами $^{143}\text{Nd}$ и $^{145}\text{Nd}$ в области энергий 4-420 кэВ _____	3,12
Старостов В.И., Нефедов В.Н., Бойцов А.А. Спектры мгновенных нейтронов деления $^{233}\text{U}$ , $^{235}\text{U}$ , $^{239}\text{Pu}$ тепловыми нейтронами и спонтанного деления $^{252}\text{Cf}$ в интервале энергии 0,01-12 МэВ _____	3,16
Анципов Г.В., Коньшин В.А., Маслов В.М. Плотность уровней и радиационные ширины трансактинидов _____	3,25
Труханов Г.Я. Банк данных АТМОСФЕРА-ЗЕМЛЯ (АТЭС) _____	3,35
Барламов В.В., Сургутанов В.В. Сжатие информации с использованием принципа Хаффмана в задачах обработки данных _____	3,39
Аникин Г.В., Довбенко А.Г., Котухов И.И., Лунёв В.П., Татаренко Н.Н. Об оценке полного сечения взаимодействия быстрых нейтронов с ядрами $^{238}\text{U}$ _____	4,3
Клепацкий А.Б., Коньшин В.А., Маслов В.М., Суховицкий Е.Ш. Возможности уточнения файла оцененных нейтронных данных $^{238}\text{U}$ _____	4,5
Коньшин В.А., Салыхов Н.К. Оценка средних параметров из данных в области энергий разрешенных резонансов для $^{238}\text{U}$ _____	4,19

Ваньков А.А.	К вопросу об оценке нейтронных данных $^{238}\text{U}$ в резонансной области	4,31
Филиппов В.В.	Пропускание нейтронов в диапазоне энергий 10 кэВ - 2,5 МэВ для природного урана	4,33
Толстиков В.А.	Сопоставление оцененных данных о сечении радиационного захвата $^{238}\text{U}$ в области энергий 0,5-15 МэВ в файлах БНАБ-78 и ENDF/B-V	4,39
Говердовский А.А.	Сечение деления $^{238}\text{U}$ быстрыми нейтронами	4,43
Корнилов Н.В.	Спектры мгновенных нейтронов деления $^{238}\text{U}$	4,46
Малиновский В.В.	Энергетическая зависимость среднего числа мгновенных нейтронов при делении $^{238}\text{U}$ нейтронами	4,50
Симаков С.П.	Экспериментальные и оцененные данные о функциях возбуждения дискретных уровней в реакции $^{238}\text{U}(n,n')$	4,52
Корнилов Н.В.	Сечение и спектры нейтронов из реакций $(n,n')$ и $(n,2n)$ для $^{238}\text{U}$	4,56
Корж И.А.	Анализ сечения рассеяния быстрых нейтронов четными изотопами никеля	4,61
Цибуля А.М., Кочетков А.Л., Кравченко И.В., Николаев М.Н.	К описанию поглощения нейтронов в продуктах деления путем введения псевдоосколков	4,71

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

Кетов С.Н., Копейкин В.И., Микаэлян Л.А., Синев В.В., Толоконников С.В.	Спектр позитронов реакции $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ в эксперименте на реакторе Ровенской АЭС	2,3
Абрамович С.Н., Гужовский Б.Я., Перешивкин В.А.	Измерение полных сечений образования короткоживущих ядер $^{12}\text{N}$ , $^6\text{He}$ , $^8\text{Li}$ при взаимодействии $^3\text{He}$ и трионов с изотопами бора	2,10
Абрамович С.Н., Гужовский Б.Я., Дунаева С.А., Звенигородский А.Г., Трусилло С.В.	Структура функций возбуждения каналов образования короткоживущих ядер $^6\text{He}$ , $^8\text{Li}$ , $^9\text{Li}$ при реакции $^7\text{Li} + ^3\text{H}$	2,14
Игнаточкин А.Е., Потанина Т.Д., Шуршиков Е.Н.	Включение коэффициентов внутренней конверсии в массив данных ЕНСДФ	2,19
Бобошин И.Н., Варламов В.В.	Международный файл оцененных данных по структуре ядер ENSDF в фундаментальных и прикладных фотоядерных исследованиях	3,42
Звенигородский А.Г., Гужовский Б.Я., Абрамович С.Н., Жеребцов В.А., Пелипенко О.А.	Оценка полных сечений взаимодействия ядер с массовым числом 3	3,49

Звенигородский А. Г., Гужовский Б. Я., Абрамович С. Н., Жеребцов В. А., Пелипенко О. А. Оценка полных сечений образования нейтронов и протонов при взаимодействии дейтронов с ядрами $^{71}\text{Li}$	3,55
Давыдов М. Г., Кишельгоф В. В., Кукса В. И., Магера В. Г., Наумов А. П., Трухов А. В. Ядерно-физические данные для $\gamma$ -активационного анализа	4,82
Шульгина Н. Б., Гапонов Ю. В., Чукреев Ф. Е. Полуэмпирическое описание масс тяжелых ядер в схеме нарушенной вигнеровской $SU(4)$ -симметрии. Часть 1. Анализ масс известных ядер	4,91
Шульгина Н. Б., Гапонов Ю. В., Чукреев Ф. Е. Полуэмпирическое описание масс тяжелых ядер в схеме нарушенной вигнеровской $SU(4)$ -симметрии. Часть 2. Прогноз масс некоторых ядер	4,99

Редактор Г. В. Зубова  
Технический редактор С. И. Халиллулина  
Корректоры: Г. С. Платонова, Е. М. Спиридонова

Подписано в печать 18.12.85.	Т-24501.	Формат 60×84 1/8.
Печать офсетная.	Печ. л. 15,5.	Уч.-изд. л. 15,0.
Индекс 3645.	16 статей.	Тираж 340 экз.
		Зак. тип. № 1384

Отпечатано в ЦНИИатоминформе  
127434, Москва, а/б/ящ 971

УДК 539.170

ОБ ОЦЕНКЕ ПОЛНОГО СЕЧЕНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ С ЯДРАМИ  $^{238}\text{U}$  / Г.В.Аникин, А.Г.Довбенко, И.И.Котухов, В.П.Лунёв, Н.Н.Титаренко. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1985, вып.4, с.3-5.

Сформулированы предложения по оценке полного сечения взаимодействия нейтронов с ядрами  $^{238}\text{U}$  в диапазоне энергий 0,01-20 МэВ. Показано, что уровень полного сечения, лучше всего отражающий современное состояние экспериментальных данных, получается путем расчета в рамках оптической модели с деформированным потенциалом (рис.1, список лит. - II назв.).

УДК 621.039.519

ВОЗМОЖНОСТИ УТОЧНЕНИЯ ФАЙЛА ОЦЕНЕННЫХ НЕЙТРОННЫХ ДАННЫХ  $^{238}\text{U}$  / А.Б.Клепацкий, В.А.Коньшин, В.М.Маслов, Е.Ш.Суховицкий. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1985, вып.4, с. 5-19.

Описаны изменения, которые предлагается внести в файл оцененных ядерных данных для  $^{238}\text{U}$ , касающихся угловых распределений упруго-и неупругорассеянных нейтронов, полного сечения и сечения реакции ( $n, \gamma$ ). Для анализа процесса рассеяния нейтронов ядром  $^{238}\text{U}$  использован метод связанных каналов и статистическая модель (рис.7, табл.5, список лит. - 12 назв.).

УДК 621.039.519

ОЦЕНКА СРЕДНИХ ПАРАМЕТРОВ ИЗ ДАННЫХ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ РАЗРЕШЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ ДЛЯ  $^{238}\text{U}$  / В.А.Коньшин, Н.К.Салыхов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1985, вып.4, с. 19-31.

Проведена оценка средних резонансных параметров  $^{238}\text{U}$  в области разрешенных резонансов по оцененным данным двух различных групп авторов. Анализируются различия результатов оценки средних параметров для р-резонансов. Надежность оценки средних параметров достигалась самосогласованным применением двух наиболее совершенных методов оценки (рис.7, табл.2, список лит. - 10 назв.).

УДК 621.170.013

К ВОПРОСУ ОБ ОЦЕНКЕ НЕЙТРОННЫХ ДАННЫХ  $^{238}\text{U}$  В РЕЗОНАНСНОЙ ОБЛАСТИ/А.А.Ваньков. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1985, вып.4, с.31-33.

В связи с разработкой в Центре по ядерным данным (г.Обнинск) библиотеки файлов нейтронных данных реакторных материалов обсуждаются некоторые вопросы оценки нейтронных данных  $^{238}\text{U}$  в области разрешенных и неразрешенных резонансов (список лит. - 9 назв.).

УДК 539.172.4

ПРОПУСКАНИЕ НЕЙТРОНОВ В ДИАПАЗОНЕ ЭНЕРГИЙ 10 кэВ - 2,5 МэВ ДЛЯ ПРИРОДНОГО УРАНА/В.В.Филиппов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1985, вып.4, с.33-38.

Суммируются значения девяти серий измерения неэкспоненциальности пропускания нейтронов, получаемых в реакции  $t(p,n)^3\text{He}$  на ускорителях Ван-де-Граафа. Проводится сравнение с результатами других авторов. Подтверждены величины среднегрупповых полных сечений и факторов резонансной самоэкранировки, принимаемые в системе БНАБ-78 (рис.5, табл.4, список лит. - 10 назв.).

УДК 539.170

СОПОСТАВЛЕНИЕ ОЦЕНЕННЫХ ДАННЫХ О СЕЧЕНИИ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА  $^{238}\text{U}$  В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 0,5-15 МэВ В ФАЙЛАХ БНАБ-78 и ENDF/B-V / В.А.Толстиков. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1985, вып.4, с.39-43.

Рассмотрены процедуры, использованные для получения оцененных значений сечений радиационного захвата  $^{238}\text{U}$  в файлах БНАБ-78 и ENDF/B-V. Сравниваются данные обоих файлов. Проводится критическое сравнение с последними публикациями, данные которых в оценках не участвовали. Сделан вывод о необходимости пересмотра данных предшествующих экспериментов, особенно активационных, с точки зрения учета поправок на побочные реакции с вылетом нейтронов и эффекты рассеяния. В области энергий нейтронов 1-7 МэВ необходимы новые прецизионные эксперименты для получения надежных значений сечения захвата и энергетической зависимости сечения (рис.1, список лит. - 18 назв.).

УДК 539.170

СЕЧЕНИЕ ДЕЛЕНИЯ  $^{238}\text{U}$  БЫСТРЫМИ НЕЙТРОНАМИ/А.А.Говердовский. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1985, вып.4, с. 43-46.

Исходя из анализа современного состояния экспериментальных данных об отношении сечений деления  $^{238}\text{U}$  и  $^{235}\text{U}$  в широком диапазоне энергий нейтронов делается вывод о предпочтительности использования оценки Николаева М.Н. по сравнению с принятой в качестве стандартной кривой из файла ENDF/B-V (рис.4, список лит. - 13 назв.).

УДК 539.173

СПЕКТРЫ МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ  $^{238}\text{U}$  /Н.В.Корнилов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1985, вып.4, с.46-50.

Проанализированы имеющиеся экспериментальные данные и эмпирические систематики формы спектра мгновенных нейтронов деления. Рассчитана зависимость параметра  $T$  максвелловского распределения для ядра  $^{238}\text{U}$  от начальной энергии нейтронов с учетом реакций  $(n, nf)$  и  $(n, 2nf)$ . На основе сравнения с экспериментальными данными сделана оценка погрешности расчета. Подчеркивается, что для оценки формы спектров необходимо корректный учет вклада нейтронов (испущенных перед делением), спектр которых отличается от максвелловского распределения (рис.1, табл.2, список лит. - 19 назв.).

УДК 539.173

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ СРЕДНЕГО ЧИСЛА МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ ПРИ ДЕЛЕНИИ  $^{238}\text{U}$  НЕЙТРОНАМИ/В.В.Малиновский. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1985, вып.4, с. 50-52.

Проведено сравнение разных оценок среднего числа мгновенных нейтронов при делении  $^{238}\text{U}$  быстрыми нейтронами. Показана необходимость учета современного состояния стандарта (величина  $\bar{\nu}_p$  при спонтанном делении  $^{252}\text{Cf}$ ), пересмотра старых данных и новых результатов измерений величины  $\bar{\nu}$ . Оценка, учитывающая все изменения экспериментальных данных, рекомендуется к использованию (рис.2, список лит. - 13 назв.).

УДК 539.172.4

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ И ОЦЕНЕННЫЕ ДАННЫЕ О ФУНКЦИЯХ ВОЗБУЖДЕНИЯ ДИСКРЕТНЫХ УРОВНЕЙ В РЕАКЦИИ  $^{238}\text{U}(n,n')$  /С.П.Симаков. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1985, вып.4, с.52-55.

Проведены компиляция и анализ экспериментальных данных по функциям возбуждения уровней ядра  $^{238}\text{U}$  в реакции  $(n,n')$ . Результаты экспериментов сравниваются с оцененными данными из библиотек БНАБ, ENDF/B-IV и ENDL. Показано, что оцененные данные из библиотеки БНАБ удовлетворительно описывают совокупность экспериментальных данных, включая результаты новых экспериментов, выполненных в последние годы (рис.2, табл.2, список лит. - 26 назв.).

УДК 539.172.4

СЕЧЕНИЯ И СПЕКТРЫ НЕЙТРОНОВ ИЗ РЕАКЦИИ  $(n,n')$  И  $(n,2n)$  ДЛЯ  $^{238}\text{U}$  /Н.В.Корнилов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1985, вып.4, с.56-60.

Рассмотрены сечения реакций  $(n,n')$ ,  $(n,2n)$  для  $^{238}\text{U}$  при начальных энергиях нейтронов более 4 МэВ, спектры и угловые распределения образующихся в них нейтронов. Результаты последних экспериментов сравниваются с оцененными данными из БНАБ-МИКРО и ENDF/B-V. Отмечается, что представленные в этих файлах спектры вторичных нейтронов не соответствуют современным представлениям о механизме реакции, не корректно проведено разбиение на парциальные спектры, требуемое форматом ENDF. Полные сечения  $(n,n')$ ,  $(n,2n)$  удовлетворительно согласуются с результатами последних экспериментов (рис.3, список лит. - 23 назв.).

УДК 539.172.4

АНАЛИЗ СЕЧЕНИЙ РАССЕЙЯНИЯ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ ЧЕТЫРЬМИ ИЗОТОПАМИ НИКЕЛЯ /И.А.Корж. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1985, вып.4, с.61-71.

Экспериментальные данные о дифференциальных и интегральных сечениях упругого и неупругого (с возбуждением первых одного - четырех уровней) рассеяний нейтронов на ядрах  $^{58,60,62,64}\text{Ni}$  в области энергий 0,5-9,0 МэВ совместно с данными о полных сечениях анализируются в рамках сферической оптической модели, статистической модели и модели связанных каналов. Данные о сечениях упругого и неупругого рассеяний нейтронов сопоставлены с современными оценками. Результаты работы могут быть использованы при проведении новой оценки данных о сечениях рассеяния для никеля и его изотопов (рис.4, список лит. - 51 назв.).

УДК 621.039.5

К ОПИСАНИЮ ПОГЛОЩЕНИЯ НЕЙТРОНОВ В ПРОДУКТАХ ДЕЛЕНИЯ ПУТЕМ ВВЕДЕНИЯ ПСЕВДОСКОЛКОВ/А.М.Цибуля, А.Л.Кочетков, И.В.Кравченко, М.Н.Николаев. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1985, вып.4, с.71-82.

С помощью расчета эволюции сечения захвата продуктов деления быстрого реактора определены отклонения этого сечения от среднего значения в течение кампании. Отклонения настолько малы, что описание поглощения нейтронов в продуктах деления путем введения одного псевдосколка при расчете быстрых реакторов допустимо и целесообразно. Получены данные для расчета среднестационарных концентраций продуктов деления, приведены эти концентрации для  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  и показано, что сечения захвата псевдосколков других делящихся нуклидов может быть получено путем линейной интерполяции по атомному номеру (рис.2, табл.3, список лит. - 18 назв.).

УДК 539.17:543.7

ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЕ ДАННЫЕ ДЛЯ  $\gamma$ -АКТИВАЦИОННОГО АНАЛИЗА/М.Г.Давыдов, В.В.Кысельгоф, В.И.Кукса и др. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1985, вып.4, с.82-90.

Приведены результаты работы по формированию массивов ядерных данных, необходимых для разработки методик  $\gamma$ -активационного анализа. При отборе случаев  $\gamma$ -активации ядер для включения в массивы данных впервые использован количественный критерий, основанный на обнаружении элементов на типичном аппаратном комплексе в предельных условиях цикла активация - пауза - счет. С помощью такого критерия в массив включены 989 фотоядерных реакций на 278 изотопах 82 элементов, в которых образуются радионуклиды с  $0,1 \text{ с} < T_{1/2} < 10 \text{ лет}$ .

Операции с массивами данных обеспечены созданными и используемыми программами TAVL и SORTAVL для ЭВМ ЕС-1022 и ЕС-1060. Программы и массивы данных записаны на магнитных дисках в двух библиотеках. Описана структура, содержание и источники информации основной (базовой) таблицы ядерных данных для  $\gamma$ -активационного анализа. Приведен пример распечатки фрагмента таблицы (рис.1, табл.3, список лит. - 19 назв.).

УДК 621.039.51

ПОЛУЭМПИРИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ МАСС ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР В СХЕМЕ НАРУШЕННОЙ ВИНЕРОВСКОЙ  $SU(4)$ -СИММЕТРИИ. ЧАСТЬ I. АНАЛИЗ МАСС ИЗВЕСТНЫХ ЯДЕР/Н.Б.Шульгина, Ю.В.Галонов, Ф.Е.Чукреев. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1985, вып.4, с.91-99.

На основе спин-изоспиновой  $SU(4)$ -симметрии, нарушенной кулоновскими и спаривательными взаимодействиями, получена массовая формула для тяжелых ядер, обладающая точностью на уровне лучших существующих в настоящее время массовых формул при небольшом числе эмпирических параметров. Эта формула позволяет прогнозировать энергии не только основных, но и возбужденных состояний, относящихся к произвольным  $SU(4)$ -супермультиплетам, и принципиально отличается от формул, основанных на модели жидкой капли. В частности, если член симметрии выбран в  $SU(4)$ -инвариантном виде, то поверхностная энергия оказывается незначимой величиной (рис.3, табл.2, список лит. - 16 назв.).

УДК 621.039.51

ПОЛУЭМПИРИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ МАСС ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР В СХЕМЕ НАРУШЕННОЙ ВИГНЕРОВСКОЙ  $SU(4)$ -СИММЕТРИИ. ЧАСТЬ 2. ПРОГНОЗ МАСС НЕКОТОРЫХ ЯДЕР/Н.Б.Шульгина, Ю.В.Гапонов, Ф.Е.Чукреев. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1985, вып.4, с. 99-107.

На основе массовой формулы, полученной в предположении реализации в тяжелых ядрах спин-изоспиновой  $SU(4)$ -симметрии, нарушенной кулоновскими и спаривательными взаимодействиями, дан прогноз масс некоторых ядер в области массовых чисел  $A > 216$ . Определена линия нейтронной стабильности и идентифицированы ядра - возможные излучатели запаздывающих нейтронов (рис.2, табл.2).

1 р. 50 к.

Индекс 3645

Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы, 1955, вып.4, 1-112.