

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:

Ядерные константы

ВЫПУСК

4

990

Сборник подготовлен Физико-энергетическим институтом
и Комиссией по ядерным данным

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Главный редактор **О. Д. КАЗАЧКОВСКИЙ**

НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

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

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

КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

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

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

ЯДЕРНО-РЕАКТОРНЫЕ ДАННЫЕ

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

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

Ответственный секретарь **В. В. ВОЗЯКОВ**

© — Центральный научно-исследовательский институт
информации и технико-экономических исследований
по атомной науке и технике (ЦНИИатоминформ), 1990

МИНИСТЕРСТВО АТОМНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ И ПРОМЫШЛЕННОСТИ СССР
ЦЕНТРАЛЬНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ИНФОРМАЦИИ
И ТЕХНИКО-ЭКОНОМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

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
ЯДЕРНО-РЕАКТОРНЫЕ ДАННЫЕ

Москва

Издается с 1971 г.

1990 г.

СОДЕРЖАНИЕ

НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

- Крамаровский Я. М., Немилов Ю. А., Победоносцев Л. А.
Функция возбуждения реакции $(n, n' \gamma)$ уровня 2186 кэВ
ядра ^{90}Zr 3
- Зенкевич В. С., Селицкий Ю. А., Фунштейн В. Б., Яковлев В. А.
Сечения деления тепловыми нейтронами и резонансный интеграл
деления ^{238}Pu 6
- Корнилов Н. В., Бадиков С. А., Райч П., Дароци Ш.
Оценка сечения реакции $^{232}\text{Th}(n, 2n)^{231}\text{Th}$ от порога до 20 МэВ.. .. 8
- Игнатьев С. В., Цибуля А. М., Манохин В. Н., Максютенко Б. П.
Константы запаздывающих нейтронов при делении ^{235}U тепловыми
нейтронами.. .. 17

КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

- Демидов А. М., Михайлов И. В.
Исследование ^{116}Sn в реакции $(n, n'\gamma)$24
- Абрамович С. Н., Гужовский Б. Я., Дунаева С. А.
Скорости основных термоядерных реакций.. ..43

ЯДЕРНО-РЕАКТОРНЫЕ ДАННЫЕ

- Селезнев Е. Ф., Григорьева Н. М.
Проблемы использования констант в инженерных расчетах
быстрых реакторов.. ..65
- Кюмджиева Н. Т., Янева Н. Б.
Среднегрупповые константы ^{241}Pu в области 0,1-21,5 кэВ.. ..70
- Белов С. П., Герасимов П. В., Грабежной В. А., Данилычев А. В.,
Егорова Э. С., Жуков А. В., Стогов В. Ю.
Исследование натриевого пустотного эффекта реактивности
на модели гетерогенной активной зоны большого
быстрого реактора.. ..82
- Бедняков С. М., Мантуров Г. Н., Дитце К.
Тестировка сечений захвата некоторых лантаноидов -
продуктов деления в экспериментах на быстрых критсборках.. ..91

НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

УДК 539.172

ФУНКЦИЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ РЕАКЦИИ $(n, n'\gamma)$

УРОВНЯ 2186 кэВ ЯДРА ^{90}Zr

Я. М. Крамаровский, Ю. А. Немилов, Л. А. Победоносцев

Радиевый институт им. Хлопина, Ленинград

INELASTIC NEUTRON SCATTERING ON ^{90}Zr NUCLEI. The function of $(n, n'\gamma)$ excitation reaction on ^{90}Zr are measured by a method of accompanying γ -radiation. There is a significant discrepancy between highly excitation states. Possible reasons for this discrepancy are considered.

Благодаря своим физическим свойствам цирконий и сплавы на его основе широко применяются в реакторостроении, поэтому уточнение характеристик взаимодействия нейтронов с ядрами этого элемента представляются весьма желательными. Данная работа посвящена изучению функции возбуждения неупругого рассеяния нейтронов с возбуждением уровня ^{90}Zr с энергией 2186 кэВ. Содержание этого основного изотопа в естественной смеси 51,5% и его ядро характеризуется сравнительно высоким значением сечения неупругого рассеяния нейтронов.

В последние годы внимание исследователей неоднократно привлекалось к нерегулярностям функций возбуждения реакции $(n, n'\gamma)$, которые не могут быть описаны теоретически в рамках статистических представлений. Эти нерегулярности четко проявляются на сравнительно легких ядрах [1,2], но на более тяжелых пока не наблюдались. Согласно работе [3], функция возбуждения уровня 2186 кэВ ядра ^{90}Zr имеет плавный характер, что естественно, т.к. она выполнена при большой неоднородности энергий первичных нейтронов порядка 100-300 кэВ. В более ранней работе [4] наблюдались некоторые нерегулярности функции возбуждения рассматриваемого уровня, возможно связанные с недостаточной статистической точностью.

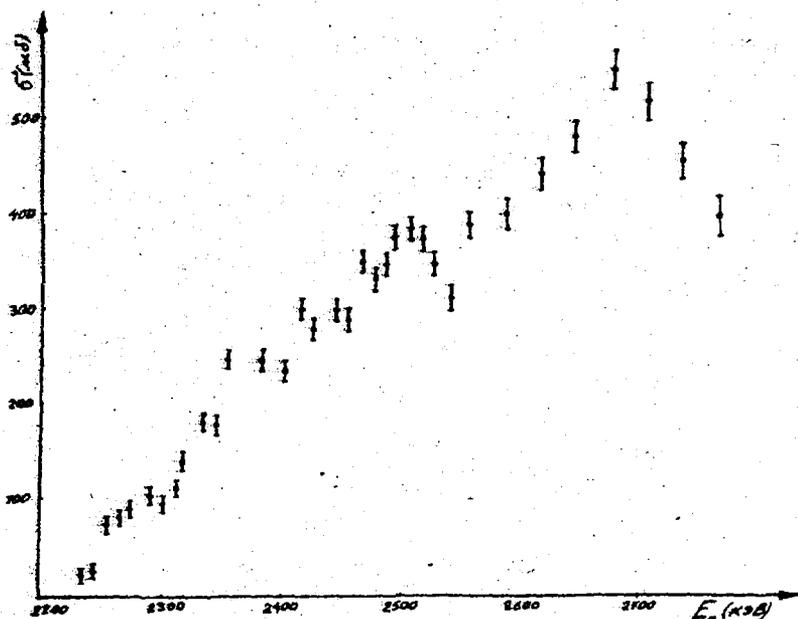
В методическом отношении наши измерения аналогичны описанным в работе [2]. Источником нейтронов служила реакция $T(p, n)$. Протоны использовались от ускорителя ЭСГ-5. Применялись титан-третиевые мишени со слоем титана $0,2 \text{ мг/см}^2$, что с учетом конкретной геометрии опытов дает в области рассеивающего образца разброс энергий первичного потока нейтронов 10-15 кэВ.

Сечения неупругого рассеяния нейтронов на ядрах с возбуждением уровня
2186 кэВ

Е (кэВ)	σ (мб)	Е (кэВ)	σ (мб)	Е (кэВ)	σ (мб)	Е (кэВ)	σ (мб)
2237	17 ± 5	2324	142 ± 10	2448	300 ± 20	2529	360 ± 25
2247	23 ± 5	2337	182 ± 12	2458	285 ± 20	2559	393 ± 28
2257	72 ± 6	2347	175 ± 12	2468	357 ± 25	2589	403 ± 28
2267	76 ± 6	2357	190 ± 13	2478	340 ± 23	2618	446 ± 30
2273	78 ± 7	2384	254 ± 17	2488	347 ± 23	2648	483 ± 30
2287	79 ± 7	2392	238 ± 15	2495	374 ± 25	2679	560 ± 35
2292	103 ± 9	2402	247 ± 18	2500	317 ± 24	2708	526 ± 30
2307	88 ± 8	2418	300 ± 20	2509	381 ± 25	2741	464 ± 30
2316	114 ± 8	2428	270 ± 18	2519	373 ± 25	2770	400 ± 30

Величина потока нейтронов определялась путем регистрации осколков деления миниатюрной ионизационной камерой с известным количеством ^{235}U .

Камера крепилась непосредственно к рассеивающему образцу. В качестве рассеивателя использовалась двуокись циркония-90 с обогащением по изучаемому изотопу до 97,2%, которая была заключена в плексигласовый контейнер и находилась на расстоянии в 10 см от источника нейтронов. При обработке результатов были внесены поправки на конечную геометрию опытов.



Функция возбуждения неупругого рассеяния нейтронов на ядрах ^{90}Zr для уровня 2186 кэВ

Полученные результаты представлены в таблице и на графике. Как видно из приведенного рисунка, в области энергии нейтронов 2700 кэВ на функции возбуждения наблюдается сравнительно узкий (порядка 100 кэВ) максимум, который, по-видимому связан с механизмом перераспределения вероятностей заселения конечных состояний. Менее четкий максимум наблюдается также в области $E_n \approx 2500$ кэВ. Можно ожидать, что при дальнейшем повышении однородности энергий первичных нейтронов проявится более четкая структура функции возбуждения, аналогичная наблюдаемой у более легких ядер. В "сглаженном" виде наши результаты близки к приведенным в работе [3].

Список литературы

1. Попов В. И., Котельников Г. В. // Известия АН СССР. 1973. Т. 37. № 8. С. 1764.
2. Немилев Ю. А., Крамаровский Я. М., Победоносцев Л. А. // Нейтронная физика. 1988. Ч. 3. С. 22Б.
3. Glickstein S. S., Tessler G., Goldsmith M. // Phys. Rev. C. 1971. V. 4. P. 1819-1828.
4. Sheldon E., Van Patter D. M. // Rev. Mod. Phys. 1966. V. 38. P. 143.

Статья поступила в редакцию 03.09.90 г.

СЕЧЕНИЯ ДЕЛЕНИЯ ТЕПЛОВЫМИ НЕЙТРОНАМИ
И РЕЗОНАНСНЫЙ ИНТЕГРАЛ ДЕЛЕНИЯ ^{238}Pu

В. С. Зенкевич, Ю. А. Селицкий, В. Б. Фунштейн, В. А. Яковлев

Институт атомной энергии им. И. В. Курчатова, Москва

THERMAL NEUTRON FISSION CROSS-SECTION AND FISSION RESONANCE INTEGRAL OF ^{238}Pu . These values was measured on reactor F-1. The ^{238}Pu sample was irradiated in reactor thermal column with thermal neutron density $1.6 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. The fission resonance integral measuring was made in horizontal channel with $(1/E)$ -resonance neutron flux density $6 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. The ^{239}Pu and ^{235}U targets was used as standard. The results of measuring for ^{238}Pu are $\sigma_f = 16.7 \pm 0.8 \text{ barn}$, $I_f = 26.3 \pm 1.5 \text{ barn}$.

В настоящее время ^{238}Pu находит применение в качестве источника энергии в медицине и космической технике. При определении скорости накопления ^{238}Pu в реакторном топливе, кроме сечений (n, γ) - и $(n, 2n)$ -реакций, для учета выгорания необходимо знать сечения деления ^{238}Pu в тепловой и резонансной областях энергии нейтронов. Ранее сечения деления ^{238}Pu на тепловом спектре (σ_f) и резонансный интеграл (I_f) были измерены в работах [1-5]. Данные из этих работ представлены в таблице. Как видно из таблицы, измеренные величины σ_f и I_f имеют значительный разброс, а у величины I_f , кроме того, большие погрешности измерений.

Величина сечения деления на тепловом спектре нейтронов и
резонансного интеграла деления ^{238}Pu

σ_f , б	I_f , б	Работа
18±2	-	[1]
20	-	[2]
18,4±0,9	-	[3]
17	-	[4]
17,1±0,4	32±5	[5]
16,5±0,5*	24±4	[6]

* Сечения деления σ_f^0 при $E_n = 0,0253 \text{ эВ}$.

В настоящей работе ^{238}Pu был получен из альфа-распада ^{242}Cm , предварительно очищенного от плутония. Мишень, приготовленная распылением в вакууме, содержала $2,10 \pm 0,01$ мкг ^{238}Pu $10,6 \pm 0,5$ нг ^{239}Pu . Примесь ^{239}Pu определялась по площади резонанса при 0,3 эВ при измерении с этой мишенью энергетической зависимости сечения деления на спектрометре по времени замедления нейтронов в свинце [7]. Мишень ^{238}Pu облучалась в тепловой колонне реактора Ф-1 Института атомной энергии им. И.В. Курчатова. Плотность потока нейтронов составляла $1,6 \cdot 10^7$ см⁻² с⁻¹ при кадмиевом отношении по $^{235}\text{U}(n, f)$ равном 600. Измерение резонансного интеграла деления проводилось в горизонтальном канале реактора Ф-1 с плотностью потока (1/E) резонансных нейтронов $1,6 \cdot 10^7$ см⁻² с⁻¹ при кадмиевом отношении по ^{55}Mn и ^{63}Cu - 14 и по $^{235}\text{U}(n, f)$ - 30. Толщина кадмиевого экрана составляла 1 мм. В качестве опорных мишеней использовались мишень ^{239}Pu массой $38,3 \pm 0,3$ нг и мишень ^{235}U массой 260 ± 13 нг. Вес мишени из ^{235}U был определен методом обратного рассеяния альфа-частиц. Осколки деления регистрировались слюдяными детекторами [8]. Опорные величины σ_f и I_f для ^{235}U и ^{239}Pu были взяты из справочника [9]: сечения деления тепловыми нейтронами максвелловского спектра $\sigma_f(^{239}\text{Pu}) = \sigma_f^0 \cdot g_0 = 780,8 \pm 1,8$ б, где σ_f^0 - сечение деления нейтронами с $E_n = 0,0253$ эВ, g_0 - фактор Весткотта при $T = 290^0\text{K}$; $I_f(^{235}\text{U}) = 280$ б.

В итоге для ^{238}Pu получены величины $\sigma_f = 16,7 \pm 0,8$ б и $I_f = 26,3 \pm 1,5$ б (энергия обрезания - 0,5 эВ). Как видно из сопоставления измеренных величин с данными из таблицы, в нашей работе существенно уменьшена погрешность определения $I_f(^{238}\text{Pu})$.

Список литературы

1. Reed G., Manning W.M., Bentley W.C. Rep. ANL-4112, 1942.
2. Hanna G.C., Harvey B.G., Moss N., Tunnicliff P.R. //Phys. Rev. 1951. V. 81. P. 893.
3. Hulet E.K., Hoff R.W., Bowman H.R., Michel M.C. //Phys. Rev. V. 35. P. 147.
4. Butler J.R., Lounsbury M., Merrit J.S. //Canad. J. Phys. 1957. V. 35. P. 147.
5. Eastwood T.A., Baery A.P., Bigham C.V. e.a. /Proc Geneva Conf., 1958. P/203. V. 16. P. 54.
6. Neutron Cross Sections, BNL-325, 3rd ed. V. 1. 1973; V. 1, part A, 1981.
7. Герасимов В.Ф., Даничев В.В., Дементьев В.Н. и др. Измерение сечения деления трансурановых элементов на спектрометре по времени замедления в свинце //Вопросы атомной науки и техники. Сер. Общая и ядерная физика. 1986. Вып. 3(36). С. 43.
8. Румянцев О.В., Селицкий Ю.А., Фунштейн В.Б. Регистрация слюдой осколков деления при интенсивном облучении детектора заряженными частицами. //Приборы и техника эксперимента. 1986. № 1. С. 51.
9. Handbook on Nuclear Activation Data, Technical Reports Series. 1987. No 273. Vienna: IAEA.

Статья поступила в редакцию 06.08.90 г.

ОЦЕНКА СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИИ $^{232}\text{Th}(n, 2n)^{231}\text{Th}$ ОТ ПОРОГА ДО 20 МэВ

Н. В. Корнилов, С. А. Бадиков

Физико-энергетический Институт, Обнинск

П. Райч, Ш. Дароци

Институт Экспериментальной Физики Университета им. Кошута,

Дебрецен, Венгрия

EVALUATION OF $^{232}\text{Th}(n, 2n)^{231}\text{Th}$ REACTION CROSS SECTION FROM THRESHOLD TO 20 MeV. Experimental results for $^{232}\text{Th}(n, 2n)$ reaction were collected and evaluated. The normalization of the measured cross sections was carried out using recent values for the cross sections of standard monitor reactions. The evaluated excitation function was then obtained by Padé-approximation. The accuracy of the evaluated curve was calculated also.

Необходимость исследования сечений реакций на ^{232}Th , кроме чисто научного интереса, обусловлена и практическими потребностями: возможностью реализации ториевого топливного цикла. Полный файл сечений для ^{232}Th был разработан румынскими исследователями в 1979-80 гг. [1]. Однако для оценки многих сечений, в частности, реакции $(n, 2n)$, авторы [1] использовали экспериментальные данные, полученные до 1971 г. Появление в последние годы новых экспериментальных результатов дало возможность пересмотреть ранее сделанные оценки. В настоящей работе собраны и, в некоторых случаях, перенормированы данные о сечении реакции $^{232}\text{Th}(n, 2n)$. С помощью Падé-аппроксимации получена оцененная зависимость сечения реакции $(n, 2n)$ и ее погрешности. Даны некоторые рекомендации о направлении дальнейших исследований.

Анализ экспериментальных данных

Рассмотренные экспериментальные данные приведены в табл. 1. Там же даны перенормированные значения сечений. Ниже приведены краткие характеристики экспериментов.

1. Данные работы [3] были измерены относительно опорной реакции $^{32}\text{S}(n, p)$. Результаты были перенормированы с учетом новых значений сечения реакции $^{32}\text{S}(n, p)$ из [16]. Максимальное отличие от оригинальных данных до 23 % наблюдается при $E_n > 10$ МэВ. Для этого диапазона энергий были увеличены погрешности сечений. Не ясна причина большого различия сечений в точках 18,52 и 20,40 МэВ.

2. Работа [7] дала наиболее низкие сечения при всех энергиях. Метод измерения активности неизвестен. Эти данные не были включены в оценку.

3. В работе [4] поток нейтронов измерялся относительно реакций $^{238}\text{U}(n, f)$, $^{27}\text{Al}(n, \alpha)$, $^{56}\text{Fe}(n, p)$. Активность низкоэнергетических гамма-лучей определялась HP Ge-детектором, эффективность которого была определена методом Филлипса [13,14]. В табл.1 даны погрешности квадратично-комбинированные из статистической и систематической ошибок, приведенных отдельно в [4].

4. Данные [9] расположены систематически ниже во всей области энергий. Перенормировка интенсивности гамма-линии 84 кэВ по данным работы [17] дает еще более низкие значения сечений. Поток нейтронов измерялся относительно n-p рассеяния. Для оценки были взяты оригинальные значения сечений. Данные [9] полностью определяют ход функции возбуждения в диапазоне энергии нейтронов 15-20 МэВ.

5. Поток нейтронов в [8] измерялся методом сопутствующих альфа-частиц и относительно реакции $^{27}\text{Al}(n, \alpha)$. Активность ^{231}Th была определена по регистрации β -частиц после радиохимической очистки. Ход сечения в области энергии 13-15 МэВ отличается от полученных в работах [9,10].

6. В работе [13] поток нейтронов был определен методом сопутствующих альфа-частиц. Гамма-квант с энергией 25 кэВ использовался для измерения активности. Эффективность сцинтилляционного детектора была измерена относительно выхода γ -квантов той же энергии из распада $^{235}\text{U} \xrightarrow{\alpha} ^{231}\text{Th}$.

7. Сечения, измеренные в работе [10], для интервала энергий 13,5-14,8 МэВ проходят систематически выше основной совокупности данных. Техника эксперимента аналогична описанной в [4].

8. Подробности эксперимента [6] неизвестны. Погрешность данных была увеличена до 20 %.

9. Данные [12] существенно ниже всей совокупности сечений, поэтому не учитывались при оценке.

10. Неизвестна точно энергия, при которой измерено сечение в работе [11]. Поэтому погрешность сечения (около 4%) была увеличена до 15%.

Оценка сечения реакции и погрешностей

Оцененная зависимость сечения реакции $^{232}\text{Th}(n, 2n)$ была получена с помощью метода Паде-аппроксимации, использованного нами ранее для оценки сечения $^{238}\text{U}(n, 2n)$ [15]. Подробно этот метод изложен в работе [2].

Таблица 1

Экспериментальные данные, использованные для оценки
 функции возбуждения реакции $^{232}\text{Th}(n, 2n)$

E, МэВ	оригинальные сечения		перенормированные сечения		рекомендованные сечения		Работа
	$\sigma \pm \Delta\sigma$, мбарн		$\sigma \pm \Delta\sigma$, мбарн		σ_p , мбарн	$\sigma_p - \sigma_n$, мбарн	
1	2		3		4	5	6
6,51	15	7	15	7	10	-5	3
6,68	36	3	36	3	38	-2	3
6,745	74	11	74	11	66	-8	4
6,79	94	8	95	8	90	-5	3
6,938	209	13	209	15	202	-7	4
7,00	270	13	270	13	262	-8	5
7,01	271	13	273	15	273	0	3
7,03	277	25	273	55	294	21	6
7,190	449	18	449	24	480	-31	4
7,28	603	28	607	34	593	-14	3
7,448	827	37	827	48	804	-23	4
7,59	976	45	984	60	973	-11	3
7,697	1021	29	1021	48	1089	68	4
7,84	1200	70	1214	80	1229	15	3
7,944	1386	57	1386	77	1318	-68	4
8,01	1390	70	1406	85	1370	-36	3
* 8,4	1420	280	1420	280	1611	(191)	7
8,457	1660	33	1660	70	1639	-21	4
8,61	1610	70	1656	88	1707	44	3
8,975	1904	79	1904	106	1837	-67	4
9,02	1750	80	1839	98	1851	12	3
* 9,1	1500	300	1500	300	1875	(375)	7
9,445	1952	45	1952	85	1967	15	4
9,63	1940	90	2168	136	2012	-56	3
* 9,8	1440	290	1440	290	2050	(610)	7
9,934	2090	62	2090	99	2079	-11	4
10,03	1830	80	2120	126	2099	-21	3
* 10,35	1600	320	1600	320	2162	(562)	7

1	2	3	4	5	6		
10,450	2158	77	2158	111	2180	22	4
10,62	1910	90	2302	142	2209	-91	3
* 11,0	2100	420	2100	420	2264	(164)	7
* 11,5	1840	370	1840	370	2309	(469)	7
11,61	1720	80	2114	129	2313	199	3
* 12,1	1690	340	1690	340	2295	(605)	7
* 12,13	1760	176	1760	352	2292	(532)	8
* 12,3	1630	330	1630	330	2269	(639)	7
* 12,55	1510	80	1635	87	2224	(589)	3
* 12,99	1811	246	1811	246	2084	(273)	9
* 13,0	1750	350	1750	350	2080	(330)	7
13,33	1610	161	1610	161	1939	329	8
13,40	1680	168	1680	168	1906	226	8
13,487	1967	79	1967	79	1863	-104	10
13,52	1635	164	1635	164	1847	212	8
13,69	1630	163	1630	163	1758	128	8
13,741	1807	69	1807	69	1730	-77	10
13,83	1566	148	1566	148	1682	126	9
* 13,85	1490	300	1490	300	1671	(181)	7
13,88	1560	156	1560	156	1654	94	8
* 14,0	1330	270	1330	270	1587	(257)	7
14,09	1560	156	1560	156	1537	-23	8
14,097	1585	57	1585	57	1533	-52	10
14,1	1200	50	1200	180	1531	331	11
14,31	1520	152	1520	152	1413	-107	8
14,31	1235	118	1235	118	1413	178	9
14,45	1230	60	1251	61	1335	84	3
14,462	1399	55	1399	55	1328	-71	10
* 14,5	1400	280	1400	280	1307	(-93)	7
14,50	1440	144	1440	144	1307	-133	8
14,68	1400	140	1400	140	1211	-189	8
* 14,7	650	150	730	200	1200	(470)	12
14,79	1049	99	1049	99	1154	105	9
14,81	1280	128	1280	128	1143	-137	8
14,836	1231	47	1231	47	1130	-101	10
14,93	1255	126	1255	126	1083	-172	8
15,0	1100	100	1100	165	1049	-51	13
* 15,1	980	200	980	200	1002	(22)	7
15,32	792	107	792	107	905	113	9
15,85	552	54	552	54	707	155	9
15,97	480	60	480	96	669	189	6
* 16,5	< 480				530		8
16,57	438	42	438	42	515	77	9
17,28	369	34	369	34	396	27	9
18,13	303	27	303	27	315	12	9
18,52	459	27	469	28	293	-176	3
20,40	225	15	228	15	255	27	3

Данные ,отмеченные * , исключены из окончательного анализа.

Сечение описывалось в виде:

$$\sigma_{2n}(E) = \sigma_0 + \sum_{i=1}^k \frac{a_i(E - \epsilon_i) + \beta_i}{(E - \epsilon_i)^2 + \gamma_i^2} \quad (1)$$

При включении полного набора данных (кроме работ [7,11]) была получена "нереальная" зависимость сечения (рис.1) - спад сечения при энергии 10,5 МэВ и подъем вблизи 14 МэВ. Нет удовлетворительного объяснения такого поведения, оно не следует из теоретических расчетов (рис.1), не наблюдается в сечении (n,2n) для других ядер. Такой ход оцененной кривой в целом соответствует "странному" поведению экспериментальных точек работ [3,7,8,9] в области энергий 12-13 МэВ. В дальнейшем анализе были исключены данные из этого интервала энергий. Полученная при этом зависимость также приведена на рис.1. Полное число точек N=57, число параметров 9, $k^2/\nu=1.5$ (ν - число степеней свободы), K=2. Параметры из выражения (1) для оцененной зависимости приведены в табл.2. Численные значения в экспериментальных точках даны в табл.1.

Таблица 2

Параметры Паде-аппроксиманты

i	a_i	β_i	ϵ_i	γ_i
1	-5309,8052	13736,850	13,39116	3,3500121
2	955,83063	-1733,7130	6,9045630	1,148528

$$\sigma_0 = 583,44098 \text{ мбарн}$$

* При расчете энергия выражается в "МэВ", сечение в "мбарн".

Функция (1) с параметрами из табл.1 неудовлетворительно описывает околороговое поведение сечения. Для этой области рекомендована зависимость:

$$\sigma_{2n}(E) = 930,9(E - 6,468)^2 \text{ мбарн}, \quad E < 7,05 \text{ МэВ} \quad (2)$$

Показатель степени в выражении (2) определялся из поведения Паде-аппроксиманта вблизи энергии 7 МэВ. Зависимость (2) соответствует теоретическому околороговому поведению сечения [15]. Отличие от реакции $^{238}\text{U}(n,2n)$, для которого околороговое поведение описалось кубической зависимостью [15] связано, по всей видимости, с меньшей делимостью ^{232}Th .

Кроме оцененной зависимости была рассчитана и погрешность S [2], в предположении независимости данных (табл.3). Величину S следует рассматривать как нижнюю границу погрешности. Верхняя граница D может быть определена из разброса экспериментальных данных от аппроксиманты для различных интервалов энергий (табл.4).

Таблица 3

Погрешность оцененной зависимости (нижняя граница)

Е, МэВ	S, %	Е, МэВ	S, %
7,00	2,6	11,61	3,0
7,45	2,0	13,40	2,4
8,00	2,0	14,09	1,4
9,02	1,7	15,00	2,0
10,0	1,9	20,40	6,3

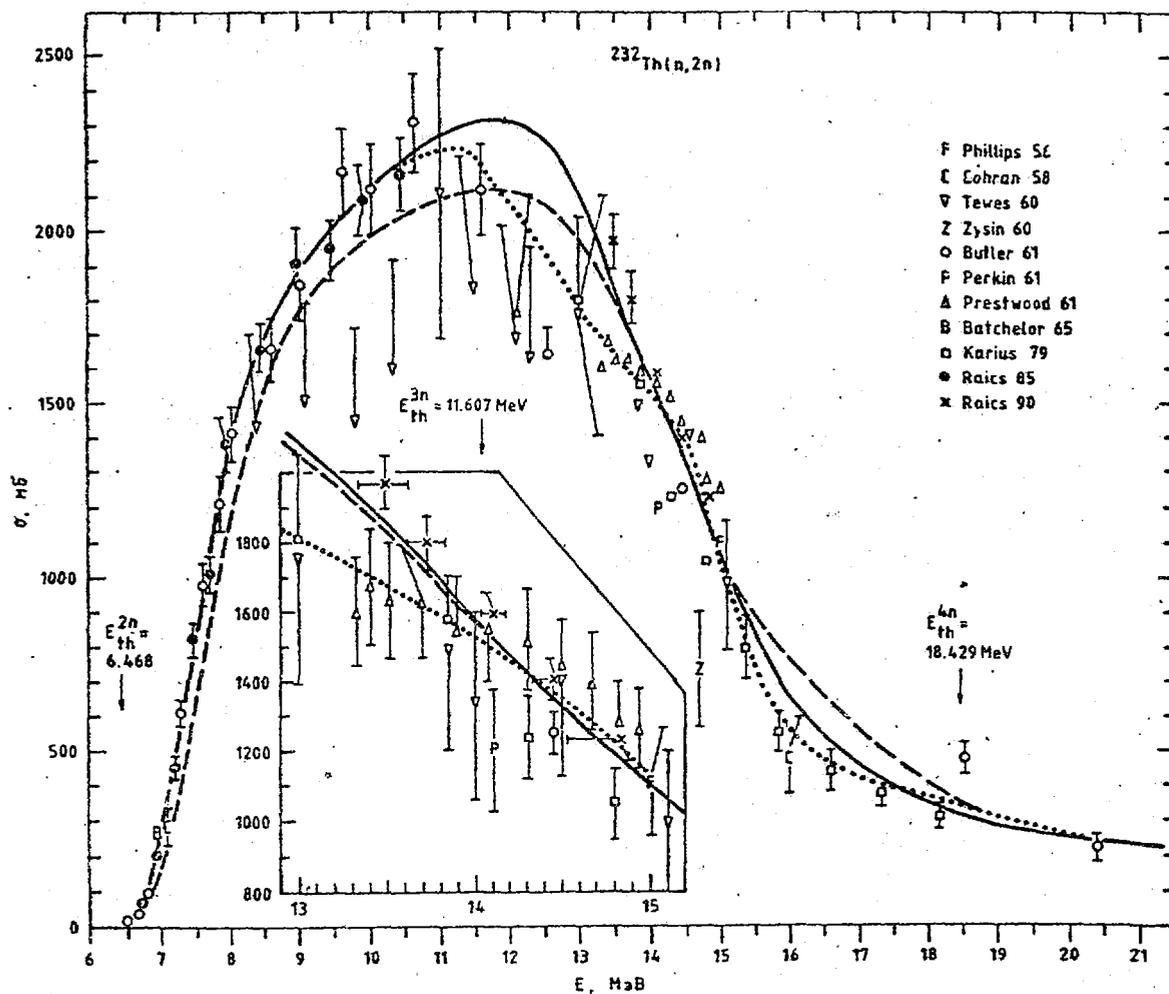
Таблица 4

Верхняя граница погрешности

$E_1 - E_2$	$\bar{\xi}$	D, %
6,51-6,94	-0,086	13,6
7,00-8,01	0,005	4,5
8,46-9,93	-0,011	3,4
10,03-11,61	0,013	5,8
13,33-13,88	0,065	9,1
14,09-14,93	-0,011	12,4
15,00-20,4	0,089	21,7

$$\xi = \sum_{i=1}^n \xi_i / n \quad \xi_i = [\sigma_i^{\text{экс}} - \sigma_i^{\text{д}}] / \sigma_i^{\text{д}} \quad D^2 = \sum_{i=1}^n (\bar{\xi} - \xi_i)^2 / n$$

n: число точек на интервале энергии



Экспериментальные данные о сечении реакции $^{232}\text{Th}(n, 2n)$:
 - Паде-аппроксиманта при включении данных из области энергий 12-13 МэВ,
 _____ окончательный вариант оцененной зависимости, с параметрами из таблицы 2,
 - - - теоретический расчет работы [1]

Выводы

1. Предложенная в настоящей работе оценка сечения реакции $^{232}\text{Th}(n, 2n)$ на $\approx 10\%$ выше оценки работы [1] и на $\approx 20\%$ выше данных работы [18] в области энергий 9-14 МэВ. Это связано с тем, что были отброшены данные работы [7], не подтвержденные последними экспериментами. Кроме того, в результате перенормировки были увеличены сечения из работы [3].
2. Достаточно надежно могут быть установлены верхняя и нижняя границы погрешностей. Реальная погрешность сечения лежит между этими величинами.
3. В области энергий от ≈ 7 МэВ до ≈ 10 МэВ сечение реакции достаточно надежно определяется данными работ [3,4]. Погрешность для этого интервала составляет (2-5)%.
4. В области 13-15 МэВ данные последних работ [9,10] систематически сдвинуты между собой на величину ~ 200 мб. Причина такого сдвига не ясна. Реальная погрешность сечения для этой области близка к верхнему пределу, оцененному в настоящей работе и составляет $\sim 10\%$. Необходимы новые эксперименты, измеряющие ход сечения для разрешения противоречий между работами [9,10].
5. Сечение реакции $(n, 2n)$ в области энергий > 18 МэВ полностью определяется нестатистическим механизмом эмиссии первого нейтрона. Точное определение сечения реакции в этой области, сравнение с сечениями для других ядер позволит более однозначно сделать вывод о характере взаимодействия. В настоящее время точность оцененной зависимости близка к величине $D \approx 22\%$.

Список литературы

1. Vasiliu G., Mateescu S., Gheorghe D., Ciodaru M., Badescu E., Dragan N., Bujoreanu O., Craciun C., Pintiliescu L., Zaharcu M., Popescu D., Statnicov T., Avrigeanu V. Nuclear Data evaluation for Th-232. 1980, INDC(RUM)-10, IAEA Nuclear Data Section, Vienna.
2. Виноградов В.Н., Гай Е.В., Работнов Н.С. Аналитическая аппроксимация данных в ядерной и нейтронной физике. М.: Энергоиздат, 1987.
3. Butler J.P., Santry D.C. // Can. J. Chem. 1961. V. 39. P. 689.
4. Raics P., Daroczy S., Csikai J., Kornilov N.V., Baryba V. Ya., O. A. Salnikov // Phys. Rev. C. 1985. V. 32. P. 87.
5. Batchelor R., Gilboy W.B., Towle J.N. // Nucl. Phys. 1965. V. 65. P. 236.
6. Cohran D.F.R., Henkel R.L. 1958. Report Wash-1013, 34.
7. Tewes H.A., Caretto A.A., Miller A.E., Nethaway D.R. 1960. Report UCRL-6028-T.

8. Prestwood R. J., Ba/hurst B.P. //Phys.Rev. 1961. V.121. P.1438.
9. Karius H., Ackermann A., Scobel W. //J.Physics G. 1979. V.5. P.715.
10. Raics P., Daroczy S., Nagy S., Kornilov N.V. INDC-(Hun.) - 029:L, 1990.
11. Perkin J.L., Coleman R.F. //J.Nucl.En.. 1961. V.14. P.69.
12. Эйсин Ю.А., Коврижных А.А., Лбов А.А., Шелченков Л.И.,
//Атомная энергия. 1960. Т.8. С.360.
13. Phillips J.A. 1956. Report AERE-NP/R-2033.
14. Phillips J.A. //J.Nucl.En. 1958. V.7. P.215.
15. Корнилов Н.В., Виноградов В.Н., Гай Е.В., Работнов Н.С., Сальников О.А.,
Райч П., Дарочи Ш., Надь Ш., Чикаи Й//Вопросы атомной науки и техники.
Сер.Ядерные константы. 1982. Вып.1(45). С.33.
16. Burchkov V.M., Manokhin V.N., Paschenko A.B., Plyaskin V.I. 1980.
Cross Sections for the (n,p), (n,alpha) and (n,2n) Threshold
Reactions. INDC(CCP) 146/LJ.
17. Reus U., Westmeier W. // At.Data Nucl.Data Tabl. 1983. V.29. P.194.
18. Бычков В.М., Манохин В.Н., Пащенко А.Б., Пляскин В.И. Сечения пороговых
реакций, вызываемых нейтронами. М.: Энергоиздат, 1982.

Статья поступила в редакцию 19.07.90 г.

КОНСТАНТЫ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ ПРИ ДЕЛЕНИИ
U-235 ТЕПЛОВЫМИ НЕЙТРОНАМИ.С. В. Игнатъев, А. М. Цибуля, В. Н. Манохин, Б. П. Максютенко

Физико-энергетический институт, г. Обнинск

DELAYED NEUTRON CONSTANTS FOR U-235 THERMAL FISSION. On the base of earliest obtained data for delayed neutron spectra of groups and precursors as well as integral spectra in different moments of time the different delayed neutron spectra in BNAB constant's system were calculated. The obtained results are recommended for using in reactor calculations.

Введение

В работах [1] и [2] из экспериментальной информации, полученной с помощью двумерного метода измерения спектров запаздывающих нейтронов (ЗН) [3], восстановлены спектры четырех групп ЗН и предшественников брома и йода при делении ^{235}U тепловыми нейтронами. В работе [4] изучена динамика изменения 48 интегральных спектров ЗН во времени. Эти данные могут быть полезны при расчетах статических и динамических характеристик ядерных реакторов. Однако, для их практического использования они должны быть представлены в удобном для проведения расчетов виде.

Одним из широко используемых в расчетах реакторов и защиты способом представления ядерных данных является система групповых констант БНАБ [5].

Целью работы является: расчет на основании полученных ранее данных констант БНАБ для спектров групп и предшественников ЗН, а также для интегральных спектров ЗН, измеренных в различные моменты времени; анализ полученных результатов и выдача практических рекомендаций по их использованию.

Спектры четырех групп ЗН. Система констант БНАБ - это 26-групповой метод расчета ядерно-физических констант для расчетов реактора. Спектры ЗН охватывают энергетический диапазон от 0 до $\approx 2,5$ МэВ, и поэтому могут быть сгруппированы по группам 4-10 БНАБ (табл. 1).

Таблица 1

4-10 энергетические группы в системе констант БНАБ

Номер энергетической группы	4	5	6	7	8	9	10
Интервал энергии, МэВ	1,4-2,5	0,8-1,4	0,4-0,8	0,2-0,4	0,1-0,2	0,04-0,1	0,02-0,04

В работе [1] восстановлены спектры четырех групп ЗН, измеренные в диапазоне от 0 до ≈ 750 кэВ. Геометрия эксперимента и методика обработки информации изложены в работах [6] и [7]. Из-за необходимости перемещения наактивированного образца в течение времени $t_0 = 2$ с спектры двух самых короткоживущих групп не могли быть определены.

Таблица 2

Спектры четырех групп ЗН в системе констант БНАБ

№ группы	$T_{1/2}$, с	Относительные интенсивности ЗН в соответствующих группах БНАБ					Нормировочный множитель
		6*	7	8	9	10	
1	55,6	14,6	24,8	26,9	19,2	14,5	7478,3
2	22,7	42,9	30,2	11,8	9,6	5,4	18850,1
3	6,2	28,4	28,2	19,1	13,9	10,5	5335,6
4	2,3	40,8	28,0	17,8	8,2	5,2	3533,5

* Здесь и далее верхняя граница 6-й энергетической группы БНАБ для данных настоящей работы принята равной 0,75 МэВ.

В табл. 2 представлены спектры четырех групп ЗН в системе констант БНАБ. Каждый спектр отнормирован на 100 по области изменения энергии. Для получения представления о статистической точности представляемых результатов в последней колонке таблицы дан нормировочный множитель. Во второй колонке представлены значения периодов полураспадов $T_{1/2}$, задававшиеся априорно при обработке.

Спектры ЗН от предшественников брома и йода. В работе [2] восстановлены спектры от предшественников ^{87}Br , ^{88}Br , ^{89}Br , ^{137}I и ^{138}I , измеренные в диапазоне от 0 до ≈ 750 кэВ. В табл. 3 эти спектры даны в системе констант БНАБ.

Таблица 3

Спектры ЗН от предшественников брома и йода
в системе констант БНАБ

Предшественник	$T_{1/2}$, с	Относительные интенсивности ЗН в соответствующих группах БНАБ					Нормировочный множитель
		6	7	8	9	10	
⁸⁷ Br	55,6	11,1	23,6	28,9	23,8	12,4	7859,6
¹³⁷ I	24,5	54,3	33,9	6,9	4,1	0,8	12663,2
⁸⁸ Br	16,0	24,7	25,6	21,1	21,1	7,5	6809,2
¹³⁸ I	6,13	30,1	27,3	20,4	15,8	6,4	2069,5
⁸⁹ Br	4,38	41,7	33,0	16,8	7,6	0,8	2283,2

Изменение спектров ЗН во времени. В работе [4] проанализировано изменение спектров ЗН и их средних энергий в интервале времени от 2 до 322 с. В соответствии с этими данными нами рассчитаны интенсивности ЗН в системе констант БНАБ для 48 изменяющихся во времени интегральных спектров ЗН. Результаты представлены в табл. 4. Каждый спектр отнормирован к 100 по области изменения энергии.

В принципе нами восстановлены 64 изменяющихся во времени спектра, но приводятся только 48, поскольку, как показано в [4], после 300 с из-за малой статистической точности в спектрах появляются осцилляции, т.е. подробности структуры, на которые мы физически не можем претендовать. Однако, это обстоятельство не мешает нам проверить согласованность полученных результатов.

Обсуждение результатов

Временные интервалы, для которых измерены спектры, определяются временем задержки $t_0 = 2$ с и схемой выбора ширин временных каналов, построенной таким образом, что вся временная шкала разбита на $8+12+20+20+4=64$ канала [6]. Причем, 8 каналов имеют ширину 1 с, 12 каналов - 2 с, 20 каналов - 8 с, 20 каналов - 16 с. и 4 канала - 32 с. Для повышения статистической точности мы уменьшили число временных каналов в 4 раза, просуммировав их содержимое по четыре, и получили следующую временную шкалу: $2+3+5+5+1=16$ каналов, причем 2 канала имеют ширину 4 с, 3 канала - 8 с, 5 каналов - 32 с, 5 каналов - 64 с и 1 канал - 128 с. В табл. 5 представлены интенсивности ЗН для новой 16-ти канальной временной шкалы в системе констант БНАБ, нормировка не делалась для того, чтобы иметь дело с реальными кривыми спада интенсивности ЗН во времени.

Таблица 4

48 интегральных спектров ЗН в различные моменты времени в
системе констант БНАБ

№ спектра	Интервал времени, с	Относительные интенсивности ЗН в соответствующих группах БНАБ					Нормировочный множитель
		6	7	8	9	10	
1	2-3	36,0	28,3	16,4	10,1	9,2	1585,1
2	3-4	36,1	28,0	16,2	10,2	9,2	1397,1
3	4-5	35,8	28,7	15,7	10,3	9,5	1240,7
4	5-6	35,7	28,6	15,8	10,2	9,7	1114,9
5	6-7	36,6	29,2	15,7	12,0	6,5	990,4
6	7-8	36,4	29,2	15,6	12,3	6,5	907,6
7	8-9	36,3	29,3	15,6	11,9	6,7	832,9
8	9-10	36,4	29,0	15,7	11,9	7,0	772,4
9	10-12	36,2	29,1	15,5	12,1	7,0	1409,9
10	12-14	36,9	29,6	16,0	14,1	3,3	1217,3
11	14-16	36,5	28,8	15,0	11,6	8,1	1124,9
12	16-18	36,1	29,0	15,0	11,2	8,7	1032,5
13	18-20	36,0	28,9	15,1	11,2	8,8	945,2
14	20-22	35,9	29,1	15,0	11,6	8,3	872,6
15	22-24	35,8	28,7	15,3	11,3	8,8	810,9
16	24-26	36,7	29,8	15,7	14,3	3,5	739,7
17	26-28	37,1	29,7	15,3	14,0	3,9	692,7
18	28-30	37,1	29,3	15,5	14,3	3,8	647,8
19	30-32	36,8	29,6	15,4	14,4	3,8	600,0
20	32-34	35,4	28,9	15,5	11,3	8,9	585,7
21	34-42	36,2	29,5	16,0	14,5	3,8	1947,8
22	42-50	35,7	29,5	15,9	14,9	4,0	1559,7
23	50-58	35,0	29,4	16,4	15,1	4,2	1258,2
24	58-66	34,6	29,1	16,9	13,7	5,7	1026,3
25	66-74	33,4	28,9	17,4	15,9	4,3	837,9
26	74-82	32,1	28,0	17,8	14,1	8,0	702,1
27	82-90	31,1	28,7	18,4	15,4	6,4	572,4
28	90-98	30,6	28,0	18,7	15,7	7,1	483,1
29	98-106	29,6	27,4	19,4	15,3	8,2	410,3
30	106-114	28,7	28,6	20,7	19,0	3,0	337,4
31	114-122	26,9	27,3	20,5	16,6	8,7	295,4
32	122-130	26,1	28,0	22,6	21,3	1,9	246,4
33	130-138	25,5	27,9	22,6	19,5	4,6	215,8
34	138-146	23,2	26,8	22,0	16,7	11,3	190,4
35	145-154	22,7	26,1	23,1	16,5	11,6	166,2
36	154-162	22,4	27,3	24,7	22,0	3,6	139,7
37	162-170	20,3	24,8	24,2	19,8	11,0	130,3
38	170-178	20,2	26,9	26,1	19,0	7,8	110,1
39	178-186	19,3	23,9	24,2	20,3	12,3	104,2
40	186-194	17,6	23,7	23,0	17,3	18,5	95,7
41	194-210	15,7	23,1	25,4	19,1	16,7	151,8
42	210-226	15,5	24,6	28,1	25,4	6,4	112,8
43	226-242	14,5	26,7	29,0	25,4	4,3	88,6
44	242-258	13,3	22,2	24,6	17,1	22,7	80,1
45	258-274	14,5	23,3	29,2	27,5	5,43	60,2
46	274-290	14,3	21,4	25,8	22,7	15,7	52,8
47	290-306	13,6	21,0	25,6	20,5	19,2	47,0
48	306-322	18,2	24,7	29,6	23,5	4,1	30,7

Таблица 5

16 интегральных спектров ЗН в различные моменты времени
в системе констант БНАБ

№ спектра	Интервал времени	Интенсивности ЗН для соответствующих групп БНАБ				
		6	7	8	9	10
1	2-6	191732,9	151517,0	85712,2	54358,2	50447,4
2	6-10	127652,4	102272,6	54828,7	42236,1	23338,7
3	10-18	174272,2	139343,8	73808,4	58887,7	32140,8
4	18-26	121619,7	98044,6	51470,1	40437,7	25268,9
5	26-34	92572,2	74259,1	38938,3	34208,3	12634,8
6	34-66	205773,0	170223,1	94030,6	84494,9	24675,2
7	66-98	83145,1	73793,3	46645,6	39611,9	16348,6
8	98-130	36212,5	35896,7	26576,2	22854,9	7420,4
9	130-162	16825,5	19278,0	16342,2	13199,4	5571,5
10	162-194	8551,8	10951,1	10756,8	8421,7	5337,5
11	194-258	6492,4	10429,1	11573,3	9390,2	5451,9
12	258-322	2832,3	4277,0	5231,1	4540,7	2186,7
13	322-386	1682,3	2060,5	2256,1	2315,4	1912,2
14	386-450	1312,1	1102,5	1200,4	1151,0	890,3
15	450-514	1245,6	667,3	455,6	477,1	716,4
16	514-642	770,7	387,6	216,3	356,9	309,2

При параметризации по методу наименьшего направленного расхождения [8] кривых распада, соответствующих 6-10 группам БНАБ табл.5, нами рассчитаны при фиксированных значениях $T_{1/2}$ выходы четырех групп и предшественников $^{87-89}\text{Br}$ и $^{137-138}\text{I}$. Результаты представлены в табл. 6 и 7, все данные отнормированы к 100 по области изменения энергии.

Таблица 6

Выходы четырех групп ЗН в системе констант БНАБ

№ группы	Относительные выходы ЗН в соответствующих группах БНАБ					Нормировочный множитель
	6	7	8	9	10	
1	12,8	24,3	28,5	22,9	11,2	7691,1
2	45,3	31,5	10,7	10,5	1,8	18129,3
3	24,6	25,3	20,7	11,5	17,6	5919,8
4	51,1	33,4	9,8	5,5	0	2845,6

Выходы предшественников брома и йода в системе констант БНАБ

Предшественник	Относительные выходы ЗН в соответствующих группах БНАБ					Нормировочный множитель
	6	7	8	9	10	
⁸⁷ Br	10,9	23,9	29,8	23,6	11,4	7696,7
¹³⁷ I	52,7	32,9	6,0	8,2	0	13114,4
⁸⁸ Br	26,1	27,8	22,8	16,0	7,1	6335,5
¹³⁸ I	24,7	22,4	16,8	2,7	33,1	2605,4
⁸⁹ Br	38,4	29,7	14,0	17,8	0	2316,6

Сравнение данных табл.2 и 6, а также данных табл.3 и 7 дает хорошее согласие для 6÷8 групп БНАБ и удовлетворительное - для 9 и 10 групп БНАБ. Вместе с тем, аномально большой выход предшественника ¹³⁸I по сравнению с данными табл. 3 еще раз подтверждает, что ограничение на левую границу спектров ЗН, введенное в [1], справедливо, и форму спектров ≈30 кэВ нельзя считать установленной.

Выводы

Полученные в настоящей работе результаты, как показано выше, согласуются между собой. Ранее было также показано, что имеется согласие между средними энергиями спектров и относительными выходами ЗН с аналогичными данными других авторов [1,2]. Таким образом, представляемые результаты, полученные в системе констант БНАБ, достаточно надежны и могут быть рекомендованы для их использования в реакторных расчетах.

Список литературы

1. Максютенко Б.П., Балакшев Ю.Ф., Игнатъев С.В. //Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1989. Вып.3. С.125.
2. Максютенко Б.П., Игнатъев С.В., Балакшев Ю.Ф. //Вопросы атомной науки и техники. Сер.Ядерные константы. 1989. Вып.2. С.27.
3. Максютенко Б.П. Трехмерный метод измерения спектров групп запаздывающих нейтронов: Препринт ФЭИ-171. Обнинск, 1969.

4. Максютенко Б. П., Балакшев Ю. Ф., Игнатъев С. В. // Атомная энергия. 1988. Т. 64. Вып. 6. С. 428.
5. Абагян Л. П. и др. Групповые константы для расчетов реакторов и защиты. М.: Энергоиздат, 1981.
6. Максютенко Б. П., Балакшев Ю. Ф., Игнатъев С. В. и др. // Приборы и техника эксперимента. 1989. # 6. С. 52.
7. Игнатъев С. В., Минко Ю. В. Программное обеспечение системы регистрации, обработки и анализа временных и энергетических распределений запаздывающих нейтронов: Препринт ФЭИ-2004. Обнинск, 1989.
8. Тараско М. З. Метод наименьшего направленного расхождения для решения некоторых математико-статистических задач экспериментальной физики: Автореф. дис... канд. физ. мат. наук М., 1974.

Статья поступила в редакцию 09.07.90 г.

УДК 539.172

ИССЛЕДОВАНИЕ ^{116}Sn В РЕАКЦИИ $(n, n'\gamma)$

А. М. Демидов, И. В. Михайлов

Институт атомной энергии им. И. В. Курчатова, Москва

INVESTIGATION OF ^{116}Sn IN THE $(n, n'\gamma)$ -REACTION. γ -spectrum, angular distributions and linear polarization of the γ -quanta in the $^{116}\text{Sn}(n, n'\gamma)$ -reaction with the reactor fast neutrons have been measured. Scheme of the ^{116}Sn levels and γ -transitions has been constructed, multipole mixtures δ for the γ -transitions between the low-lying levels have been found. Completeness of the ^{116}Sn level scheme with $J=1\div 5$ up to $E_{\text{exc}} \approx 3,2$ MeV has been established.

До нашего исследования уровни и γ -переходы ^{116}Sn изучались в реакциях с заряженными частицами, в (n, γ) -реакции и β -распаде. Данные по этим работам приведены в обзоре [1]. Этот обзор дополнен более поздними результатами исследований ^{116}Sn в реакциях $^{117}\text{Sn}(d, t)$ и $^{115}\text{In}(\alpha, t\gamma)$ в обзоре [2], кроме того, имеются интересные результаты по исследованию ^{116}Sn в реакциях (p, p') [3] и (d, t) [4], не вошедшие в эти обзоры. Тем не менее, мы смогли дополнить известную схему уровней, для многих уровней установить однозначные характеристики J^π и для большого числа γ -переходов определить параметры смеси мультиполей δ . В качестве исходной информации были использованы результаты наших измерений γ -спектра, угловых распределений и линейной поляризации γ -квантов в реакции неупругого рассеяния быстрых нейтронов реактора. Измерения проводились на реакторе ИР-8 ИАЭ им. И. В. Курчатова, в качестве мишени использовался образец металлического олова массой 20 г и обогащением по ^{116}Sn 97,8%. Методика эксперимента и обработки результатов подробно изложена в [5, 6].

Результаты измерений

Экспериментальные результаты собраны в табл. 1-4. В табл. 1 приведены значения энергий и относительных интенсивностей γ -линий ^{116}Sn ; в колонке 3 даны энергии уровней, с которых идут указанные γ -переходы. Энергии даны для

угла измерения $\theta=90^\circ$ относительно нейтронного пучка, относительные интенсивности для $\theta=125^\circ$. В табл.2 приведена составленная нами с учетом работ [1-4] схема уровней и γ -переходов ^{116}Sn , указаны относительные заселяемости уровней ^{116}Sn в реакции $(n, n'\gamma)$ при реакторном спектре нейтронов: $P_S = \sum I_{\gamma}^{\text{иск}} - \sum I_{\gamma}^{\text{прих}}$. В этой таблице даны также экспериментальные значения коэффициентов a_2 и a_4 в разложении угловых распределений по полиномам Лежандра $W(\theta) = 1 + a_2 P_2(\cos\theta) + a_4 P_4(\cos\theta)$ и рассчитанные значения параметра смеси мультиполей δ . Интенсивность γ -переходов (и соответственно P_S), где это возможно, в табл.2 приведена с учетом электронной конверсии (указана в скобках). В табл.3 даны значения коэффициентов a_2 и a_4 для γ -переходов, неразмещенных в схеме уровней ^{116}Sn . В табл.4 приведены результаты сравнения измеренных величин линейной поляризации $P_{\gamma}^{\text{эксп}}$ с ожидаемыми $P_{\gamma}^{\text{ожд}}$ при определенных характеристиках начального J_1^{π} и конечного J_f^{π} состояний ядра. В последнем столбце этой таблицы даются заключения о J_1^{π} ветви δ -эллипса ($a_4 \approx 0$ или $|a_4| > 0$), на которой должно находиться искомое δ . В качестве иллюстрации выбора ветви δ -эллипса на рис.1 приведен δ -эллипс для $2_3^+ - 2_1^+$ -перехода. Из рисунка видно, что $P_{\gamma}^{\text{эксп}} = 0,78(7)$ соответствует ветвь с $|a_4| > 0$. В табл.2 значения J_1^{π} и δ даны с учетом заключений табл.4.

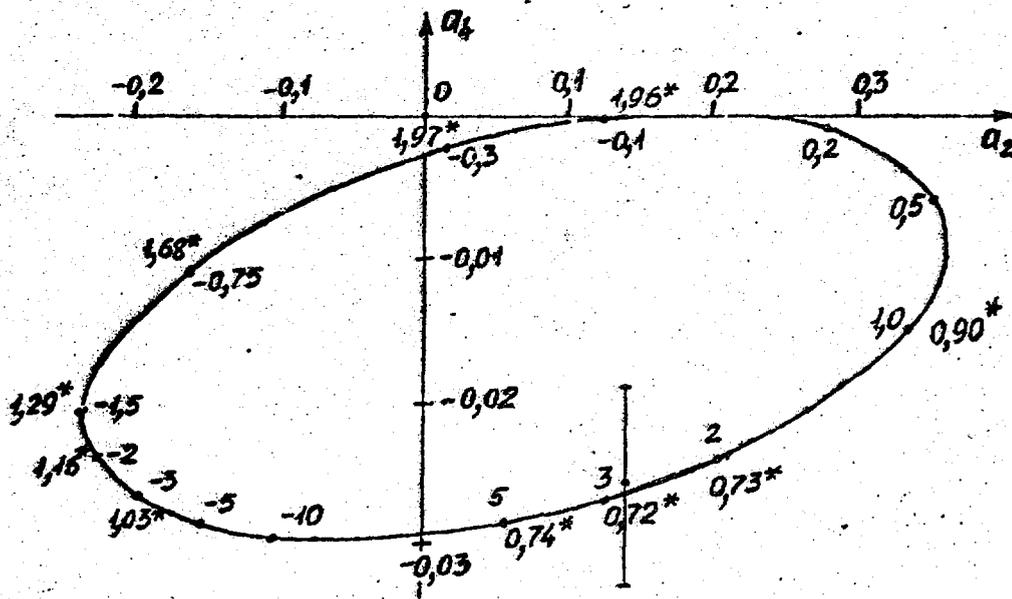


Рис.1 δ -эллипс для $2_3^+ - 2_1^+$ -перехода в ^{116}Sn .
 Величины P_{γ} (отмечены звездочкой)
 и δ в зависимости от a_2 и a_4

Обсуждение результатов

Наши экспериментальные данные об a_2 , a_4 , δ , P_γ , I_γ , и $P_s = P_s(E_1, J_1^\pi)$ в реакции $(n, n'\gamma)$ позволяют выбирать характеристики уровней J_1^π путем исключения тех значений J_1^π , которые противоречат эксперименту, а в ряде случаев вводить новые уровни с определенными характеристиками (в табл. 1, 2 они обозначены знаком *). При выборе J_1^π мы также учитывали, что M2, E3, M3 и E4-переходы не могут конкурировать в ^{116}Sn с E1, M1, и E2-переходами.

Мы не будем подробно останавливаться на обсуждении уровней с ранее надежно установленными характеристиками (они подтверждаются и нашими данными), а сосредоточим основное внимание на уровнях, для которых J_1^π не были установлены до наших исследований или они были определены неоднозначно.

Уровни 1294, 2112, 2225, 2650, 2844, 2960, 3088, 3230, 3442, 3587, 3659, 3807, 3905, 3954, и 4240 кэВ. Характерными значениями a_2 и a_4 для $2^+ - 0^+$ -переходов являются $a_2 = (0, 2 \pm 0, 3)$ и $a_4 = -(0, 05 \pm 0, 09)$. Такие значения a_2 , a_4 имеют γ -переходы в состояние 0^+ со всех этих уровней, что позволяет установить для них однозначно $J_1^\pi = 2^+$.

В работе по исследованию ^{116}Sn в реакции (d, t) [4] для уровня 2960 кэВ предложено $J_1^\pi = (1^+)$, однако это значение J_1^π полностью противоречит нашим результатам по угловым распределениям для γ -перехода 2959, 91 кэВ. Для $1 - 0^+$ -перехода $a_2 = -0, 1$ и $a_4 = 0$, у нас $a_2 = 0, 256(18)$ и $a_4 = -0, 080(23)$.

В работе [7] по исследованию ^{116}Sn в β^+ -распаде ^{116}Sb для γ -перехода 931, 80 кэВ дается значение $\delta = -1, 9(+5, -7)$. На рис. 1 приведен δ -эллипс и экспериментальные значения a_2 и a_4 для $2_3^+ - 2_1^+$ перехода. Для того, чтобы данный γ -переход имел такое значение смеси мультиполей δ , для него $W(\theta)$ должно быть резко убывающим с $a_2 \approx -0, 23$. Однако наши данные указывают на равномерно возрастающий характер углового распределения, для γ -перехода 931, 83 кэВ $a_2 = 0, 137(6)$. Из значений a_2 , a_4 и P_γ следует $\delta = +2, 9(4)$. Знак δ мы даем в системе Крейна-Штеффена [8].

Уровни 1757, 2027 и 2546 кэВ. Изотропия $W(\theta)$ для γ -переходов на 2_1^+ уровень и относительно невысокая величина заселяемости этих уровней подтверждают установленные в других работах $J_1^\pi = 0^+$.

Уровни 2391, 2529, 2801, 3046 и 3097 кэВ. Наши данные по угловым распределениям и линейной поляризации для γ -переходов с этих уровней не противоречат предложенным ранее для этих уровней характеристикам $J_1^\pi = 4^+$.

Уровень 2586 кэВ. В работе [3] по исследованию ^{116}Sn в реакции (p, p') для этого уровня предложено $J_1^\pi = (1^+)$. Наши данные по $W(\theta)$ для γ -перехода 2585, 69 кэВ однозначно указывают на $J = 1$.

Уровень 2701 кэВ. Такой уровень введен лишь в реакции (n, γ) [1]. Однако мы не обнаружили в спектре γ -линий 435, 476 и 1408 кэВ, которыми согласно указанной работе должен распадаться этот уровень, хотя заселяемость его в рассматриваемой области энергий возбуждения должна быть $\approx 2,5$ отн. ед. Мы можем утверждать, что уровни 2701 кэВ в ^{116}Sn нет.

Уровень 2790 кэВ. Этот уровень введен в работе по исследованию реакции (n, γ) [1]. При исследовании реакции $^{115}\text{Sn}(d, p)$ [1] для него установлено $L=2$, на основании чего в [2] дается $J^\pi=2^+, 3^+$. Этот уровень хорошо заселяется в β^- -распаде $^{116}\text{In}(J_1^\pi=1^+)$, что исключает для него $J^\pi=3^+$. Его не наблюдают в β^+ -распаде $^{116}\text{Sb}(J_1^\pi=3^+)$ [1], что ставит под сомнение $J^\pi=2^+$. Заселяемость этого уровня в реакции $(n, n'\gamma)$ соответствует заселяемости уровня с $J^\pi=0^+$, а $W(\theta)$ для γ -перехода в состояния $J_f^\pi=2_1^+$ и 2_2^+ имеют изотропный характер. Все вышеизложенное позволяет предположить для этого уровня $J^\pi=0^+$.

Уровень 2996 кэВ. При исследовании ^{116}Sn в реакциях (p, p') [3] и (d, t) [4] найдены уровни 2998 кэВ с $J^\pi=(3^+)$ и 2997 кэВ с $J^\pi=3^+$, соответственно. Значения a_2 , a_4 для γ -переходов 1702,69 кэВ и 467,17 кэВ оставляют и в нашем случае только $J^\pi=3^+$.

Уровень 3158 кэВ. Уровень с энергией 3160 кэВ был найден в реакции $^{116}\text{Sn}(p, p')$. Если предположить, что этот уровень распадается как указано в табл. 2, то из возможных значений $J_1=4, 5$ для уровня 3158 кэВ, $J_1=5$ исключается по a_2 для γ -перехода 891,45 кэВ (в случае $5-3_1^-$ -перехода $a_2 \approx 0,2+0,3$). $J_1^\pi=4^+, 5$ исключается по P_γ для γ -перехода 791,59 кэВ. На существование уровня с $J^\pi=4_1^-$ в области энергий возбуждения ≈ 3 МэВ указывают также теоретические расчеты по модели с двумя нейтронными разорванными парами [9] (см. рис. 2).

Уровень 3180 кэВ. При исследовании реакции (p, p') был введен уровень 3184 кэВ с $J^\pi=3^-$, а при исследовании ^{116}Sn в (d, t) -реакции [4] уровень 3180 кэВ с $J^\pi=3^+$. Наше угловое распределение для γ -перехода 1886,08 кэВ не противоречит $J=3$. Теоретические расчеты [9] предсказывают существование при такой энергии возбуждения уровня 3_2^+ .

Уровень 3194 кэВ. В реакции (p, p') [3] был введен уровень 3197 кэВ с $J^\pi=0^+$. Рассматривая γ -переход 1900,70 кэВ, которым может высвечиваться уровень 3194 кэВ, мы видим, что его интенсивности ($I_\gamma=0,33$ отн. ед.) недостаточно для того, чтобы приписать этому уровню $J \geq 1$ (исходя из зависимости $P_s(E_1, J_1^\pi)$). Для $J^\pi=0^+$, напротив P_s слишком велика. Поскольку в спектре больше нет γ -линий, которые можно было бы приписать к высвечиванию уровня 3194 кэВ, то по всей видимости, γ -линия 1900,70 кэВ - двойная:

$I_\gamma \approx 0,14$ отн.ед. относятся к высвечиванию уровня 3194 кэВ (соответствует заселяемости уровня с $J^\pi=0^+$ в данной области энергий возбуждения) и $I_\gamma \approx 0,19$ отн.ед. к высвечиванию уровня 4013 кэВ.

Уровень 3309 кэВ. Если такой уровень существует, то большая отрицательная величина a_2 для γ -перехода 943,04 кэВ оставляет возможным лишь $J_1^\pi=6_2^-$. Такой уровень предсказывается в работе [9] при $E_{\text{возб}} \approx 3,2$ МэВ.

γ -переход 1161,19 кэВ ($I_\gamma=0,43$ отн.ед.). Этот переход может оканчиваться лишь на уровнях 2_2^+ и 2_3^+ . В первом случае энергия исходного уровня - $E_1=3273,52(6)$ кэВ, во втором случае $E_1=3386,62(6)$ кэВ. В обоих случаях $a_2=-0,40$ и $P_\gamma=1,5(+7,-4)$ оставляют возможными лишь $J_1=3$, причем $\delta=-0,13(3)$, если $J_1^\pi=3^-$, и $\delta=-3,1(4)$, если $J_1^\pi=3^+$.

Уровни 3334, 3712, 3778, 4015, и 4029 кэВ. Значение $a_2 \approx -0,1$ для γ -переходов с этих уровней в основное состояние, характерное для $1-0^+$ -переходов, исключает $J_1^\pi=2^+$ и оставляет единственно возможными $J_1=1$. Для уровня 3334 кэВ в реакции (n,γ) найдено $\kappa=+1$.

Поскольку все γ -линии с $I_\gamma > 0,4$ отн.ед. (или с суммой $I_\gamma > 0,4$ отн.ед., для которых, используя правила Ритца, можно ввести новый уровень) в схеме размещены, то мы можем утверждать, что других уровней с $J=1 \div 5$ при $E_1 < 3,2$ МэВ и $J^\pi=0^+$ при $E_1 < 2,9$ МэВ в ^{116}Sn нет.

На рис.2 приведено сравнение экспериментальной и рассчитанной [9] систем уровней ^{116}Sn . До энергии возбуждения 3,2 МэВ все уровни находят себе аналогов, за исключением уровней ротационной полосы, связанной с $(2p, 2h)$ протонным возбуждением: 1757 кэВ (0^+), 2112 кэВ (2^+), 2529 кэВ (4^+) и 3032 кэВ (6^+). Других уровней с $J=0 \div 7$ в этом интервале энергий нами экспериментально не обнаружено. Для большинства уровней различие экспериментальных и теоретических значений энергий лежит в пределах 200 кэВ, различие более 300 кэВ наблюдается для уровней 0_3^+ , 0_4^+ и 0_5^+ .

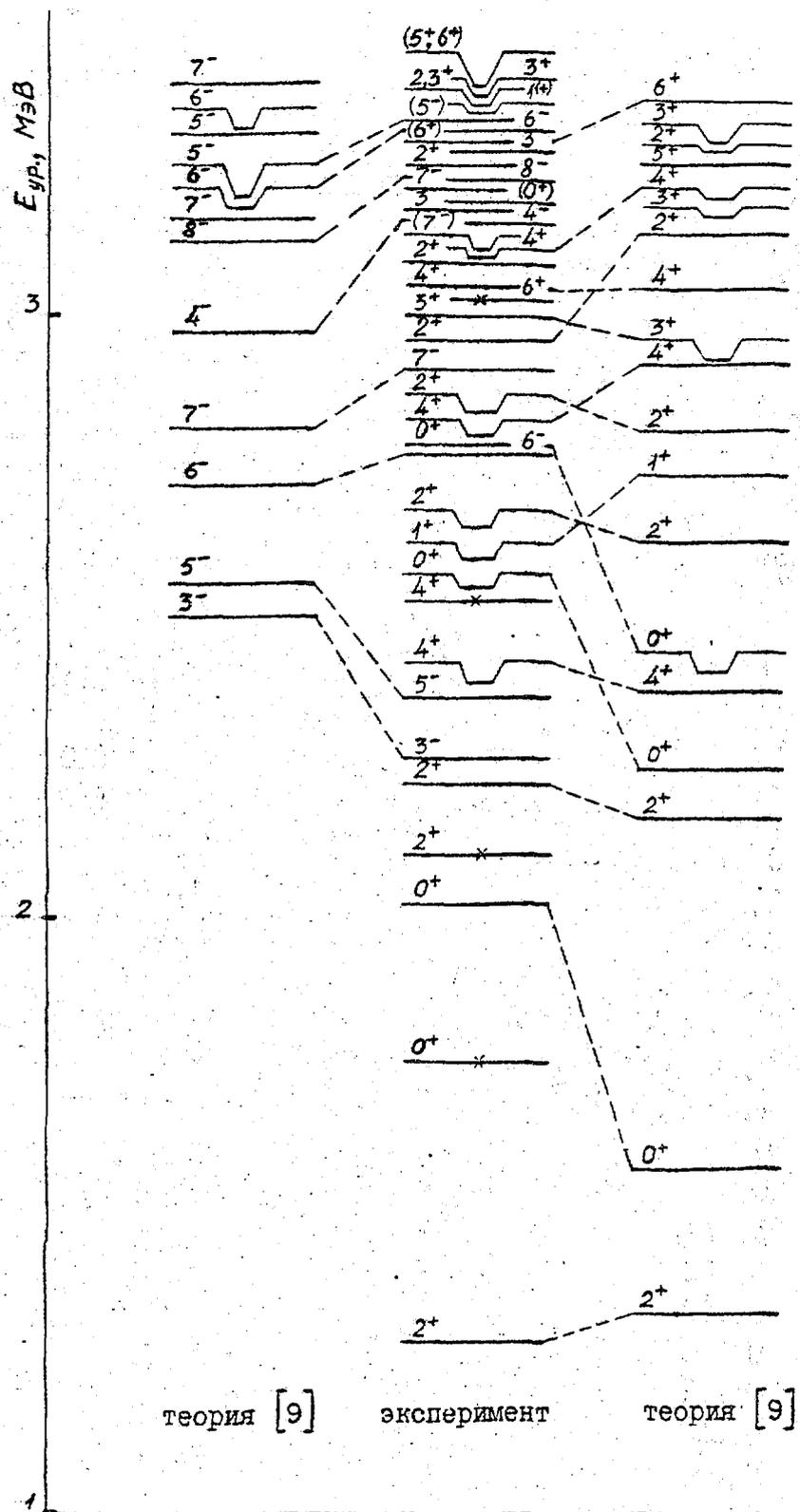


Рис. 2. Сравнение экспериментальной и рассчитанной систем уровней ^{118}Sn до $E_{\text{возб}} = 3,4$ МэВ

Таблица 1

Значения энергии и относительной интенсивности γ -линий ^{116}Sr

$E_{\gamma}, \text{кэВ}$	$I_{\gamma}, \text{отн.ед.}$	$E_i, \text{кэВ}$	$E_{\gamma}, \text{кэВ}$	$I_{\gamma}, \text{отн.ед.}$	$E_i, \text{кэВ}$
1	2	3	1	2	3
99,81 (3)	2,39 (10)	2366	650,15 (10)	0,201 (12)	
135,49 (II)	0,19 (2)	2909	678,08 (I4)	0,166 (I3)	2790
138,33 (5)	0,70 (3)	2529	679,8 (4)	0,056 (II)	3712
244,9 (3)	0,056 (8)	3046	706,01 (5)	0,52 (3)	3097
271,53 (8)	0,236 (I4)		714,07 (8)	0,248 (I5)	
293,7 (2)	0,066 (9)	3522	730,3 (2)	0,093 (9)	3097?
319,21 (II)	0,096 (10)	3228	733,88 (2)	3,06 (I3)	2027
322,6 (3)	0,045 (9)		738,79 (II)	0,229 (I4)	
331,56 (4)	0,41 (2)	3105	747,74 (I4)	0,141 (II)	3277
343,93 (I2)	0,107 (10)		780,2 (2)	0,128 (10)	3046
355,52 (4)	0,65 (3)	2112	788,86 (I4)	0,087 (8)	
360,19 (8)	0,175 (II)	2586	791,59 (3)	0,74 (3)	3158
374,37 (I2)	0,138 (II)	2960	813,2 (2)	0,126 (II)	
378,4 (2)	0,076 (8)	3180	818,68 (2)	7,2 (3)	2112
384,2 (2)	0,080 (9)	3158	822,42 (9)	0,151 (II)	
407,36 (2)	2,22 (10)	2773	830,74 (9)	0,246 (I4)	3097
411,3 (2)	0,067 (9)	3371	844,05 (II)	0,173 (I2)	3210
416,92 (2)	4,6 (2)	2529	849,94 (I2)	0,139 (II)	
436,7 (3)	0,039 (II)	3210	857,0 (2)	0,090 (10)	
463,23 (2)	5,9 (3)	1757	884,23 (I4)	0,097 (I3)	2996
467,17 (I2)	0,114 (9)	2996	886,53 (9)	0,253 (I7)	
489,1 (2)	0,030 (7)		891,45 (6)	0,36 (2)	3158
497,35 (5)	0,293 (I5)		931,83 (2)	4,47 (I9)	2225
502,92 (9)	0,205 (I2)	3032	943,04 (8)	0,147 (I2)	3309*
535,6 (2)	0,091 (8)	3309*	958,45 (I2)	0,172 (I2)	
542,89 (7)	0,32 (2)	2909	966,91 (6)	0,54 (3)	3333*
549,04 (4)	0,38 (2)		972,59 (2)	14,9 (6)	2266
567,7 (2)	0,203 (II)	3097	989,36 (5)	0,65 (3)	3380
578,0 (2)	0,084 (9)		1000,90 (I5)	0,156 (I3)	3587
605,28 (8)	0,173 (II)		1029,8 (2)	0,121 (I4)	
622,8 (2)	0,071 (9)	3274*	1060,77 (8)	0,31 (2)	
641,17 (6)	0,44 (2)	3032	1072,40 (3)	1,95 (8)	2366

I	2	3	I	2	3
I097,29 (2)	8,0 (3)	239I	I623,5 (2)	0,058 (7)	
II19,00 (I3)	0,2I2 (I3)	3344	I650,78 (II)	0,159 (IO)	
II23,6I (I2)	0,25I (I4)		I666,34 (7)	0,36 (2)	2960
II36,0 (3)	0,098 (II)		I683,6 (2)	0,082 (8)	
II45,I (2)	0,109 (IO)		I697,64 (I5)	0,166 (IO)	
II50,I7 (IO)	0,182 (I2)	34I6	I702,69 (4)	0,75 (3)	2996
II6I,I9 (5)	0,43 (2)	3274*	I73I,5 (3)	0,044 (8)	
		ИЛИ 3387*	I752,50 (4)	0,82 (4)	3046
II85,I (2)	0,165 (II)		I794,50 (7)	0,33 (2)	3088
II9I,0 (2)	0,104 (IO)	34I7	I802,6 (3)	0,04I (7)	3097
I202,94 (3)	I,II (5)	3230	I809,72 (I5)	0,130 (IO)	
I24I,I7 (6)	0,289 (I5)	3632?	I84I,33 (I5)	0,128 (IO)	3954
I249,7 (3)	0,170 (I3)		I853,4 (2)	0,086 (9)	
I25I,95 (4)	0,66 (3)	2546	I877,6 (2)	0,094 (IO)	3905*
I256,95 (I2)	0,173 (I3)		I886,08 (5)	0,46 (2)	3180
I259,96 (9)	0,III (II)		I896,0 (3)	0,067 (7)	
I274,72 (I2)	0,149 (II)		I900,70 (8)	0,33 (2)	3I94
I293,56 (2)	I00	I294			+ 40I3
		+ (2586)	I916,3 (2)	0,089 (8)	4029
I3I4,5 (2)	0,102 (9)		I924,8 (3)	0,043 (8)	
I349,8I (7)	0,27I (I4)		I973,3 (3)	0,125 (9)	
I356,78 (2)	2,3I (IO)	2650	202I,0 (2)	0,088 (8)	3778
I368,36 (7)	0,198 (II)	3594*	2050,8I (8)	0,300 (I6)	3344
I390,6 (2)	0,102 (9)		2077,67 (8)	0,278 (I5)	337I
I395,6 (2)	0,147 (IO)		2II2,35 (2)	8,9 (4)	2II2
I404,68 (I2)	0,II6 (9)		2I23,3 (2)	0,134 (9)	34I7
I420,7I (9)	0,296 (I5)		2I48,I8 (I5)	0,162 (IO)	3442
I433,3 (3)	0,055 (7)		2I7I,8 (4)	0,09I (7)	
I440,5 (2)	0,044 (7)		2I76,I6 (IO)	0,286 (I4)	3470
I469,I4 (9)	0,19 (2)		2225,44 (3)	2,92 (II)	2225
I475,88 (9)	0,243 (I3)		2244,I (3)	0,070 (7)	
I496,47 (II)	0,209 (I3)	2790	2258,2 (3)	0,13I (9)	
I507,68 (3)	2,I5 (IO)	280I	2279,48 (7)	0,29I (I5)	3573
I5IO,80 (I4)	0,194 (I3)		2300,3 (3)	0,074 (7)	3594*
I547,0 (2)	0,146 (I2)	3659	2332,0I (II)	0,II (2)	
I550,27 (6)	0,40 (2)	2844	2356,4 (3)	0,II6 (9)	
I587,06 (8)	0,217 (I2)		2373,3 (3)	0,072 (8)	
I6I8,5 (2)	0,059 (8)	4204	2407,9 (3)	0,059 (7)	

I	2	3	I	2	3
2437, I (3)	0,058 (7)		3027,7 (7)	0,036 (7)	
2454,3 (2)	0,115 (8)		3075,3 (4)	0,067 (8)	
2506,4 (5)	0,044 (7)		3088,36 (8)	0,58 (3)	3088
2513,4 (5)	0,040 (7)	3807	3098,3 (5)	0,073 (9)	
2550,28 (II)	0,188 (12)	3844	3127,4 (3)	0,104 (10)	
2585,69 (4)	0,67 (3)	2586	3178,5 (5)	0,072 (9)	
2650,37 (I6)	0,255 (16)	2650	3186,6 (5)	0,070 (8)	
2653,2 (2)	0,142 (12)		3333,59 (7)	0,47 (3)	3334
2657,3 (5)	0,054 (10)		3441,5 (5)	0,045 (8)	3442
2669,9 (6)	0,041 (8)		3489,3 (7)	0,048 (8)	
2707,5 (5)	0,062 (8)		3555,9 (6)	0,051 (8)	
2795,6 (6)	0,062 (8)		3586,5 (5)	0,070 (9)	3587
2802,6 (8)	0,059 (8)		3659,1 (5)	0,220 (16)	3659
2811,6 (8)	0,017 (7)		3712,5 (5)	0,156 (13)	3712
2843,86 (6)	1,17 (6)	2844	3777,7 (5)	0,074 (9)	3778
2849,9 (3)	0,077 (7)		3806,9 (5)	0,107 (II)	3807
2868,2 (3)	0,117 (9)	4162	3854,7 (6)	0,054 (9)	
2896,6 (7)	0,040 (7)		3905,1 (6)	0,073 (9)	3905*
2945,4 (6)	0,067 (9)	4240	3953,6 (6)	0,081 (9)	3954
2959,9I (9)	0,55 (3)	2960	4015,2 (6)	0,189 (15)	4015*
2984,3 (5)	0,075 (9)		4028,6 (7)	0,058 (8)	4029
2990,9 (4)	0,084 (9)		4203,5 (7)	0,058 (8)	4203
3002,8 (3)	0,104 (10)		4239,9 (7)	0,073 (9)	4240

Схема уровней и γ -переходов ^{116}Sn

$E_i, \text{кэВ}$	J_i^π	$E_j, \text{кэВ}$	$I_\gamma,$ отн. ед.	$E_f, \text{кэВ}$	J_f^π	P_S	a_2	a_4	δ
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
1293,57 (2)	2 ⁺	1293,56 (2)	100	0	0 ⁺	4I	0,213(6)	-0,056(9)	E2
1756,80 (3)	0 ⁺	463,23 (2)	5,9	1294	2 ⁺	5,2	нормировка		
2027,45 (3)	0 ⁺	733,88 (2)	3,06	1294	2 ⁺	2,5	0,002(3)	0,001(5)	изотропный
2112,33 (3)	2 ⁺	2112,35 (2)	8,9	0	0 ⁺	10,3	0,307(4)	-0,078(6)	E2
		818,68 (2)	7,2	1294	2 ⁺		-0,235(4)	-0,015(6)	-1,0 (2)
		355,52 (4)	0,65	1757	0 ⁺		0,340(17)	-0,059(20)	E2
2225,43 (3)	2 ⁺	2225,44 (3)	2,92	0	0 ⁺	6,7	0,29 (6)	-0,08	E2
		931,83 (2)	4,47	1294	2 ⁺		0,137(5)	-0,026(7)	+2,9 (4)
2266,16 (3)	3 ⁻	972,59 (2)	14,9	1294	2 ⁺	7,7	-0,157(4)	0,004(5)	E1
2365,97 (4)	5 ⁻	1072,40 (3)	1,95	1294	2 ⁺	3,9	0,225(13)	0,054(17)	
		99,81 (3)	2,39 (6,27)	2266	3 ⁻		0,08 (2)	0,01 (3)	
2390,87 (3)	4 ⁺	1097,29 (2)	8,0	1294	2 ⁺	5,2	0,355(8)	-0,049(11)	
2529,24 (4)	4 ⁺	416,92 (2)	4,6 (4,7)	2112	2 ⁺	4,9	0,358(13)	-0,056(19)	
		138,33 (5)	0,70 (0,86)	2391	4 ⁺		0,20 (4)	0,00 (5)	-0,24(6)
2545,53 (4)	0 ⁺	1251,95 (4)	0,66	1294	2 ⁺	0,66	0,00 (2)	-0,01 (3)	изотропный

I	2	3	4	5	6	7	8	9	10
2585,72 (4)	I ⁺	2585,69 (4) I292, I 360, I9 (8)*	0,67 ~ 2,2 0, I75	0 I294 2225	0 ⁺ 2 ⁺ 2 ⁺	~2,7	-0, I0 (2)	0,00 (2)	MI
2650,36 (3)	2 ⁺	2650,37 (I6) I356,78 (2)	0,255 2,3I	0 I294	0 ⁺ 2 ⁺	2,5	0,30 (5)	-0, II (7)	E2 +I,6 (2)
2773,35 (4)	6 ⁻	407,36 (2)	2,22 (2,25)	2366	5 ⁻	I,39	-0,305 (6)	-0,003 (9)	-0,03 (3)
2790,05 (II)	0 ⁺	I496,47 (II) 678,08 (I4)	0,209 0, I66	I294 2II2	2 ⁺ 2 ⁺	0,37	-0,02 (7)	0,02 (8)	изотропный изотропный
280I,26 (4)	4 ⁺	I507,68 (3)	2, I5	I294	2 ⁺	2, I	0,303 (8)	-0,069 (II)	
2843,88 (6)	2 ⁺	2843,86 (6) I550,27 (6)	I, I7 0,40	0 I294	0 ⁺ 2 ⁺	I,57	0,289 (I5)	-0,058 (2I)	E2
2908,85 (8)	7 ⁻	542,89 (7) I35,49 (II)	0,32 0, I9 (0,24)	2366 2773	5 ⁻ 6 ⁻	0,46	0,25 (4)	-0,07 (5)	-3,3 (20) или (-0,8 (3))
2959,93 (7)	2 ⁺	2959,9I (9) I666,34 (7) 374,37 (I2)*	0,55 0,36 0, I38	0 I294 2586	0 ⁺ 2 ⁺ I ⁺	I,05	0,256 (I8)	-0,080 (23)	E2 -0,25 (7), P=70% или +7 (+7, -2)

I	2	3	4	5	6	7	8	9	10
2996,28 (4)	3 ⁺	1702,69 (4)	0,75	1294	2 ⁺	0,96	0,178(15)	0,071(21)	+9(2)
		884,23 (14)	0,097	2112	2 ⁺				
		467,17 (12)	0,114	2529	4 ⁺		-0,47 (11)	-0,03 (14)	
3032,08 (7)	6 ⁺	641,17 (6)	0,44	2391	4 ⁺	0,59	0,32 (-3)	-0,07 (5)	
		502,92 (9)	0,205	2529	4 ⁺		0,39 (5)	-0,07 (7)	
3046,09 (4)	4 ⁺	1752,50 (4)	0,82	1294	2 ⁺	1,00	0,34 (2)	-0,06 (3)	
		780,2 (2)	0,128	2266	3 ⁻				
		244,9 (3)	0,056	2801	4 ⁺				
3088,22 (7)	2 ⁺	3088,36 (8)	0,58	0	0 ⁺	0,91	0,29 (2)	-0,06 (3)	E2
		1794,50 (7)	0,33	1294	2 ⁺		0,07 (3)	-0,02 (4)	+4,2(+20,-12)
3096,88 (6)	4 ⁺	1802,6 (3)	0,041	1294	2 ⁺	1,01			или -0,15(7)
		830,74 (9)	0,246	2266	3 ⁻		-0,29 (8)	0	-0,02(6)
		730,3 (2)?	0,093	2366	5 ⁻		0,17 (9)	0,00 (13)	
		706,01 (5)	0,52	2391	4 ⁺		0,30 (3)	-0,06 (4)	-0,02(6)
		567,7 (2)	0,203	2529	4 ⁺		0,39 (8)	0,00 (10)	+0,1(2)или+0,9(3)
3104,89 (6)	(7 ⁻)	331,56 (4)	0,41	2773	6 ⁻	0,41	-0,15 (4)	-0,02 (5)	

I	2	3	4	5	6	7	8	9	10
3157,58 (5)	4 ⁻	891,45 (6)	0,36	2266	3 ⁻	1,18	-0,13 (4)	0,00 (7)	+0,08(3)
		791,59 (3)	0,74	2366	5 ⁻		-0,176(13)	0,001(19)	+0,04(2)
		384,2 (2)	0,080	2773	6 ⁻				
3179,66 (5)	3	1886,08 (5)	0,46	1294	2 ⁺	0,54	-0,18 (3)	-0,04 (4)	+0,04(3)
		378,4 (2)*	0,076	2801	4 ⁺				
3194,29 (8)	(0 ⁺)	1900,70 (8)	~0,14	1294	2 ⁺	~0,14	0,06 (2)	0,01 (3)	
3210,02 (12)	7 ⁻	844,05 (II)	0,173	2366	5 ⁻	0,21			
		436,7 (3)	0,039	2773	6 ⁻				
3228,06 (14)	8 ⁻	319,21 (II)	0,096	2909	7 ⁻	0,03	-0,03 (8)	0	
3230,40 (4)	2 ⁺	1202,94 (3)	~0,5	2027	0 ⁺	~0,5	0,19 (3)	-0,06 (4)	E2
3276,98 (15)	(6 ⁺)	747,74 (14)	0,141	2529	4 ⁺	0,14	0,45 (7)	-0,08 (10)	
3309,01 (8)*	6 ⁻	943,04 (8)	0,147	2366	5 ⁻	0,24	-0,80 (6)	0,05 (7)	-0,35(10) или
		535,6 (2)	0,091	2773	6 ⁻				(-2,0(5))
3332,88 (8)*	(5 ⁻)	966,91 (6)	0,54	2366	5 ⁻	0,54	0,25 (2)	0	-0,23(6)
3333,64 (7)	I ⁽⁺⁾	3333,59 (7)	0,47	0	0 ⁺	0,47	-0,12 (2)	0,00 (3)	
3344,40 (8)	2,3 ⁺	2050,81 (8)	0,300	1294	2 ⁺	0,51	0,21 (3)	-0,03 (5)	
		1119,00 (13)	0,212	2225	2 ⁺		0,22 (4)	0,06 (6)	

I	2	3	4	5	6	7	8	9	10
3371,26 (8)	3 ⁺	2077,67 (8) 411,3 (2)	0,278 0,067	1294 2960	2 ⁺ 2 ⁺	0,35	-0,51 (3)	0,11 (5)	-1,7(3) или (-0,32(5))
3380,23 (6)	(5 ⁺ ,6 ⁺)	989,36 (5)	< 0,65	2391	4 ⁺	< 0,65			Примечание: из $I_1^{15} I_n(\alpha, t, \gamma)$
3406		3406 2112	0,045 ~ 0,3	0 1294	0 ⁺ 2 ⁺				
3416,34 (10)	2,3,4 ⁺	2123,3 (2) 1191,0 (2) 1150,17 (10)	0,134 0,104 0,182	1294 2225 2266	2 ⁺ 2 ⁺ 3 ⁻	0,42			Примечание: из (d,t) L = 2 ⁺ 4 из (n, \gamma) J = 0,1,2
3441,77 (15)	2 ⁺	3441,5 (5) 2148,18 (15)	0,045 0,162	0 1294	0 ⁺ 2 ⁺	0,21	0,23 (17)	-0,07	E2 -0,18(11) или (+4(+3,-1))
3469,75 (10)	2 ⁺ ,3	2176,16 (10)	0,286	1294	2 ⁺	0,29	-0,24 (3)	0,03 (5)	
3521,8 (3)	9 ⁻	293,7 (2)	0,066	3228	8 ⁻	0,06			
3573,07 (7)	2 ⁺ ,3	2279,48 (7)	0,291	1294	2 ⁺	0,29	-0,22 (3)	0,02 (4)	
3586,62 (15)	2 ⁺	3586,5 (5) 1000,90 (15)	0,070 0,156	0 2586	0 ⁺ 1 ⁺	0,23	0,18 (6)	-0,05 (8)	E2 +0,5(3) или +7(+43,-3)
3593,80 (8)*	3 ⁺	2300,3 (3) 1368,36 (7)	0,074 0,198	1294 2225	2 ⁺ 2 ⁺	0,27			-2,5(3) или (-0,20(7))

I	2	3	4	5	6	7	8	9	10
3632,04 (7)	4 ⁺	I24I,I7 (6)?	0,289	239I	4 ⁺	0,29	0,4I (5)	0	Примечание: из (p,p') $J^{\pi}=4^{+}$ из (d,p) $J^{\pi}=2^{+}$
3659,3 (2)	2 ⁺	3659,I (5) I547,0 (2)	0,220 0,I46	0 2II2	0 ⁺ 2 ⁺	0,27	0,28 (5) 0,09 (6)	-0,07 (6) 0,00 (7)	
37II,9 (4)	8 ⁺	679,8 (4)	0,056	3032	6 ⁺	0,06			
37I2,5 (5)	I	37I2,5 (5)	0,I56	0	0 ⁺	0,I6	-0,II (6)	-0,09 (9)	
3777,8 (2)	I	3777,7 (5)	0,074	0	0 ⁺	0,I6	-0,09 (8)	0,00 (10)	
3807,0 (5)	2 ⁺	202I,0 (2) 3806,9 (5) 25I3,4 (5)	0,088 0,I07 0,040	I757 0 I294	0 ⁺ 0 ⁺ 2 ⁺				E2
3843,88 (II)	I ⁺ ,2 ⁺ ,3	2550,28 (II)	0,I88	I294	2 ⁺	0,I9	-0,07 (5)	0,02 (7)	Примечание: из (p,p') $J^{\pi}=2^{+}$ E2
3905,I (2)*	2 ⁺	3905,I (6) I877,6 (2)	0,073 0,094	0 2027	0 ⁺ 0 ⁺	0,I7	0,27 (I3)	-0,09 (I6)	
3953,68 (I5)	2 ⁺	3953,6 (6) I84I,33 (I5)	0,08I 0,I28	0 2II2	0 ⁺ 2 ⁺	0,2I	0,3I (9)	-0,08 (I3)	E2
40I3,05 (9)		I900,70 (8)	~ 0,I9	2II2	2 ⁺	~ 0,I9	0,06 (2)	0,0I (3)	
40I5,2 (6)*	I	40I5,2° (6)	0,I89	0	0 ⁺	0,I9	-0,I0 (6)	-0,07 (8)	

I	2	3	4	5	6	7	8	9	10
4028,6 (2)	I	4028,6 (7)	0,058	0	0 ⁺	0,15	-0,11 (10)	0,00 (12)	
		1963,3 (2)	0,089	2112	2 ⁺				
4161,8 (3)	I-3	2868,2 (3)	0,117	1294	2 ⁺	0,12	0,10 (7)	0,00 (11)	
4203,5 (7)	(I)	4203,5 (7)	0,058	0	0 ⁺	0,12	-0,13 (16)	0,00 (20)	
		1618,5 (2)	0,059	2586	1 ⁺				
4240,0 (6)	2 ⁺	4239,9 (7)	0,073	0	0 ⁺	0,14	0,20 (14)	0,02 (22)	
		2945,4 (6)	0,067	1294	2 ⁺				

Таблица 3

Коэффициенты a_2 и a_4 для γ -переходов,
не размещенных в схеме уровней ^{116}Sn

$E_\gamma, \text{кэВ}$	a_2	a_4
497,35	0,02 (3)	0,06 (4)
549,04	-0,33 (3)	0,04 (3)
605,28	-0,9 (3)	-0,5 (3)
650,15	-0,19 (5)	-0,15 (10)
714,07	-0,26 (7)	0,00 (10)
738,79	0,33 (5)	-0,06 (6)
813,2	-0,21 (6)	-0,43 (9)
822,42	-0,34 (7)	0,04 (9)
886,53	0,22 (6)	-0,39 (9)
1060,77	-0,37 (5)	0,02 (6)
1123,61	0,07 (5)	-0,06 (8)
1185,1	0,25 (9)	-0,08 (11)
1249,7	0,42 (7)	0,09 (9)
1256,95	-0,06 (4)	0,21 (6)
1349,81	-0,08 (3)	0,06 (4)
1404,68	-0,09 (6)	0,03 (9)
1420,71	0,31 (3)	-0,02 (5)
1469,14	0,36 (6)	-0,03 (7)
1475,88	-0,22 (5)	-0,06 (7)
1510,80	0,29 (5)	0,03 (6)
1650,78	-0,02 (6)	0,07 (9)
2454,3	-0,10 (10)	0,02 (14)
2653,2	-0,35 (10)	0,13 (13)
2657,3	-0,25 (15)	0,12 (21)
3002,8	0,14 (7)	0,05 (7)
3127,4	0,09 (9)	-0,07 (11)

Сравнение экспериментальных значений линейной поляризации
 γ -квантов ^{116}Sn с ожидаемыми

$E_\gamma, \text{кэВ}$	$E_i, \text{кэВ}$	J_i^f	J_f^f	$P_\gamma^{\text{ОЖИД.}}$		$P_\gamma^{\text{ЭКСП.}}$	Выводы
				$a_4 \sim 0$	$ a_4 > 0$		
407,36	2773	6 ⁻	5 ⁻	0,536(4)	1,50 (2)	0,53(+6,-9)	$J_i^f=6^-$, $a_4 \sim 0$
		6 ⁺	5 ⁻	1,87 (2)	*		
416,92	2529	4 ⁺	2 ⁺	4,4 (4)		3,9(+27,-8)	$J_i^f=4^+$
549,04						1,2(+5,-4)	
706,01	3097	4 ⁺	4 ⁺	4,60 (10)	0,85 (9)	5 (+18,-2)	$J_i^f=4^+$, $a_4 \sim 0$
		4 ⁻	4 ⁺	0,217(10)	*		
791,59	3158	4 ⁻	5 ⁻	0,722(10)	0,508(10)	0,58(16)	$J_i^f=4^-$
		4 ⁺	5 ⁻	1,38 (2)	*		
818,68	2112	2 ⁺	2 ⁺	1,53 (3)	1,07 (2)	1,42(+14,-7)	$a_4 \sim 0$
931,83	2225	2 ⁺	2 ⁺	1,946(7)	0,724(2)	0,78(7)	$ a_4 > 0$
972,59	2266	3 ⁻	2 ⁺	1,850(10)	*	1,74(+26,-13)	$J_i^f=3^-$
989,36						1,4(+6,-4)	
1060,77						3 (+6,-1)	
1072,40	2366	5 ⁻	2 ⁺			1,2(2)	
1097,29	2391	4 ⁺	2 ⁺	4,3 (3)		4,5(+37,-10)	$J_i^f=4^+$
1161,19	3274	3 ⁺	2 ⁺	0,66 (3)	1,73 (2)	1,5(+7,-4)	$J_i^f=3^+$, $ a_4 > 0$
	или 3387	3 ⁻	2 ⁺	1,51 (6)	*		или $J_i^f=3^-$
1293,56	1294	2 ⁺	0 ⁺	1,97 (5)		2,0(+4,-2)	$J_i^f=2^+$
1356,78	2650	2 ⁺	2 ⁺	1,88 (3)	0,74 (2)	0,98(14)	$ a_4 > 0$
1507,68	2801	4 ⁺	2 ⁺	3,00 (14)		2,9(+27,-10)	$J_i^f=4^+$
1550,27	2844	2 ⁺	2 ⁺	1,72 (11)	0,99 (6)	0,8(3)	$ a_4 > 0$
1666,34	2960	2 ⁺	2 ⁺	1,91 (2)	0,77 (3)	1,0(+15,-7)	
1702,69	2996	3 ⁺	2 ⁺	0,328(9)	1,30 (4)	1,2(+8,-5)	$ a_4 > 0$

* - исключается из рассмотрения, т.к. $|\delta|$ оказывается больше 0,2 для
 E1+M2 перехода

Список литературы

1. Blachot J., Husson J.P., Oms J. et al. //Nuclear Data Sheets. 1981. V.32. No 2. P.287.
2. Blachot J., Marguier G. //Nuclear Data Sheets. 1990. V.59. No 2. P.333.
3. Wienke H., Blok H.P., Blok J. //Nucl.Phys. 1983. V.A405. P.237.
4. Schipper J.M., Schreuder J.M., Van Der Werf S.Y. et al. //Nucl.Phys. 1990. V.A510. P.70.
5. Демидов А.М., Говор Л.И., Баскова К.А. //Изучение возбужденных состояний ядер. Алма-Ата: Наука, 1986. С.70.
6. Араддад С.Ю., Демидов А.М., Злитни С.М. и др. //Изв. АН СССР. Сер. физич. 1987. Т.51. С.45.
7. Kantele J., Julin R., Luontama M. et al. //Z.Phys. 1979. V.A289. P.157.
8. Krane K.S. //Atom. Data and Nucl. Data Tables. 1977. V.20. P.212.
9. Bonsignori G., Savoie, Allaart K. et al. //Nucl.Phys. 1985. V.A432. P.389.

Статья поступила в редакцию 06.08.90 г.

СКОРОСТИ ОСНОВНЫХ ТЕРМОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

С. М. Абрамович, Б. Я. Гужовский, С. А. Дунаева

Всесоюзный научно-исследовательский институт экспериментальной физики,
Москва

THE RATES OF MAIN THERMONUCLEAR REACTIONS. The evaluation were obtained of thermonuclear reaction cross-sections in form spline-approximation of S-factors. The specific thermonuclear reaction rates were calculated on basis of these data by means of numerical integration in temperature limits 0.001-1 MeV. The comparison made of evaluation data with literature data.

Введение

В статье использовались оцененные данные по сечениям, полученные с учетом последних экспериментальных данных. Сечения представлены в виде аппроксимации сплайн-функциями третьего порядка.

Скорость реакции, т.е. число актов реакции на единицу времени в единице объема термоядерной плазмы при единичных объемных плотностях взаимодействующих частиц, определяется выражением:

$$\langle \sigma V \rangle = \int_0^{\infty} \sigma \cdot V \cdot f(V, T) dV, \quad (1)$$

где: σ - сечение реакции,

V - относительная скорость взаимодействующих частиц,

T - температура плазмы,

$f(V, T)$ - нормированная функция распределения по относительным скоростям.

В прилагаемой статье рассматривается плазма, находящаяся в термодинамическом равновесии. В этом случае распределение по скоростям имеет вид (так называемое максвелловское распределение)

$$f(V, T) = 4\pi \left(\frac{M}{2kT} \right)^{3/2} \cdot V^2 \cdot \exp \left[- \frac{MV^2}{2kT} \right], \quad (2)$$

где: M - приведенная масса взаимодействующих частиц,

k - постоянная Больцмана.

Тогда (1) можно записать в виде:

$$\langle \sigma V \rangle = \frac{(8/\pi)^{1/2}}{M^{1/2} (kT)^{3/2}} \int_0^{\infty} \sigma \cdot E \cdot \exp(-E/kT) dE, \quad (3)$$

где: E - кинетическая энергия относительного движения взаимодействующих частиц.

Оценку сечений реакций выполняли следующим образом. Данные по полным сечениям из всех известных работ пересчитали в S-факторы в соответствии с выражением:

$$S(E1) = E1 \cdot B \cdot \sigma(E1) \cdot \exp\left[-(E_G/E1)^{1/2}\right], \quad (4)$$

где: $E1$ - энергия налетающих частиц в лабораторной системе координат,

$$B = m_2 / (m_1 + m_2),$$

m_1, m_2 - массы налетающей частицы и ядра-мишени,

$$E_G = 2 m_1 (\pi e^2 / h)^2.$$

Затем с помощью МНК подбиралась сплайн-кривая на основе сплайна третьего порядка с наилучшим описанием экспериментальных данных с учетом весов работ. Из-за большого диапазона энергий налетающих частиц $E=0,001 \div 20$ МэВ и сильного изменения S-фактора в этом диапазоне сплайн-описание проводилось в логарифмической шкале как по энергии, так и по S-факторам. Таким образом, связь между сплайн-коэффициентами и S-фактором задается соотношением:

$$S(E1) = \exp\left[\sum_{k=0}^3 A_k \left[\ln(E1/E_j)\right]^k\right], \quad (5)$$

где: A_k - коэффициент сплайн-функции, соответствующие j-тому узлу,

E_j - энергия j-того узла, МэВ,

$E1$ - текущее значение энергии налетающей частицы, соответствующее условию $E_{j-1} \leq E1 < E_j$, МэВ,

S - текущее значение S-фактора, МэВ·мб.

В табл. 1 приведены сплайн-коэффициенты оцененных кривых для обсуждаемых реакций. По полученным значениям S-фактора может быть найдено оцененное значение сечения:

$$\sigma(E1) = \frac{S(E1)}{B \cdot E1} \cdot \exp\left[-(E_G/E)^{1/2}\right]. \quad (6)$$

В последнем столбце табл. 1 приведена погрешность S-коэффициента в узлах сплайна. Для получения погрешности при произвольной энергии следует воспользоваться линейной интерполяцией.

В табл. 2 приведены значения скоростей реакций в интервале температур $0,1 \div 1000$ кэВ, рассчитанных в соответствии с выражением (3). Погрешность, обусловленная численным интегрированием методом Симпсона, не превосходит 0,05%. Основной вклад в погрешность полученных значений скорости, приведенных в табл. 2, обусловлен погрешностью абсолютных значений сечения реакции.

Реакция $H-3(d, n)He-4$

Табл. 2 (столбец 2) содержит значения скорости реакции $H-3(d, n)He-4$. На рис. 1 для сравнения приведены величины.

$$\delta_1 = \frac{\langle \sigma V \rangle - \langle \sigma V \rangle_1}{\langle \sigma V \rangle} \cdot 100\%, \quad (7)$$

представляющие собой относительную разность наших данных $\langle \sigma V \rangle$ и данных $\langle \sigma V \rangle_1$ работ [1-6]. Отметим, что из аналитических представлений [3-6] скорости реакции $H-3(d, n)He-4$ наиболее точно описывает наши данные формула Козлова Б.Н. [4], отклонения которой от наших данных не превосходит 5% для наиболее важного для расчета термоядерных процессов и устройств интервала температур 1-100 кэВ. В работе [6] получена формула, существенно хуже описывающая результаты численного интегрирования несмотря на большее число подгоночных параметров. Тем более непонятен смысл поиска новых аналитических представлений Путвинским С.В. [5], поскольку они привели к существенно худшим результатам, чем формула Козлова. Отметим, что расхождение наших результатов с табличными данными библиотеки ECPL Ливерморской национальной лаборатории [1] и данными Окриджской национальной лаборатории [2], не превосходят 5% для температур, больших 1 кэВ. Однако, при более низких температурах расхождения с данными ECPL катастрофически нарастают, достигая 8 раз при температуре 0,1 кэВ. Значения сечения реакции $H-3(d, n)He-4$ из ECPL находятся в хорошем согласии с нашей оценкой. Анализ всех обстоятельств позволил нам установить, что это расхождение обусловлено неудовлетворительной процедурой интерполяции, которая использовалась для численного интегрирования при вычислении скоростей реакций, значения которых приведены в ECPL [1]. По-видимому, в [1] использовалась интерполяция сечения, а не S-фактора, что может привести к очень большим ошибкам при температурах ниже 1 кэВ из-за сильной энергетической зависимости.

Реакция $H-2(d, n)He-3$

Табл. 2 (столбец 3) содержит значения скорости реакции $H-2(d, n)He-3$. На рис. 2 приведены величины δ_1 , рассчитанные в соответствии с формулой (7), которые представляют собой относительную разность наших данных $\langle \sigma V \rangle$ и данных $\langle \sigma V \rangle_1$ работ [1-5]. Отметим, что наилучшее совпадение с нашими данными имеет аналитическое представление Козлова Б.Н. [4], формула Путвинского имеет существенно худшее описание в наиболее важном для расчета термоядерных систем интервале температур 1-1000 кэВ. Бросается в глаза большое отличие наших результатов от данных Ливерморской и Окриджской национальных лабораторий [1,2]. В интервале температур 1-100 кэВ это

отличие обусловлено тем, что в своей оценке сечения реакции мы использовали данные последней публикации [7], которые были еще недоступны для авторов [1,2] и которые существенно отличаются (до 10%) от данных по сечению, использованных в [1,2]. Кроме того, в силе остаются и замечания, сделанные в предыдущем разделе, о погрешностях, обусловленных неудовлетворительной процедурой интерполяции и экстраполяции сечения: в области температур ниже 1 кэВ.

Реакция $H-2(d,n)H-3$

Табл. 2 (столбец 4) содержит значения скорости реакции $H-2(d,p)H-3$. На рис. 3 приведены величины δ_1 , рассчитанные в соответствии с формулой (7), которые представляют собой относительную разность наших данных $\langle\sigma V\rangle$ и данных $\langle\sigma V\rangle_1$ работ [1-5]. Наблюдаемый на рис.3 систематический сдвиг кривых из работ [1,2,4,5] обусловлен, как и в случае реакции $H-2(d,n)He-3$, тем что мы использовали данные работы [7] при оценке сечения реакции, которые были недоступны авторам [1,2,4,5]. В работе [3] эти данные были учтены, поэтому наблюдается удовлетворительное согласие наших результатов с результатами [3] при температурах ниже 50 кэВ. Расхождение при более высоких температурах обусловлено тем, что перестают работать приближения, использованные в [3].

Реакция $H-3(t,2n)He-4$

Табл.2 (столбец 5) содержит скорости реакции $H-3(t,2n)He-4$. На рис.4 приведены величины δ_1 , рассчитанные в соответствии с формулой (7), которые представляют собой относительную разность наших данных $\langle\sigma V\rangle$ и данных $\langle\sigma V\rangle_1$ работ [1-3].

Реакция $He-3(d,p)He-4$

Табл.2 (столбец 6) содержит значения скорости реакции $He-3(d,p)He-4$. На рис. 5 приведены величины δ_1 , рассчитанные в соответствии с формулой (7), которые представляют собой относительную разность наших данных $\langle\sigma V\rangle$ и данных $\langle\sigma V\rangle_1$ работ [1-6]. Обращает на себя внимание сильное отличие данных [1] от остальных результатов, которое обусловлено, прежде всего, использованными в [1] данными по сечениям реакции $He-3(d,p)He-4$, существенно отличными от общепринятых и от данных последних измерений [7].

Реакция $He-3(He-3, 2p)He-4$

Табл. 2 (столбец 7) содержит значения скорости реакции $He-3(He-3, 2p)He-4$. На рис. 6 приведены величины δ_1 , рассчитанные в соответствии с формулой (7), которые представляют собой относительную разность наших данных $\langle \sigma V \rangle$ и данных $\langle \sigma V \rangle_1$ работ [2-3].

Заключение

1. Использование новейших данных по сечениям реакций не привело к существенным изменениям в скорости реакции $He-3(d, n)He-4$ в наиболее важном для расчета термоядерных процессов интервале температур 1...100 кэВ.

2. Существенные отличия (10%) новые данные по сечениям вызвали в скоростях нейтронной и протонной ветвей реакции $D+D$.

3. Вызывает удивление большая рассогласованность данных библиотеки *ЕСРL* [1] по скорости реакции $He-3(d, n)He-4$ с результатами остальных работ.

4. Наблюдаемое рассогласование данных по скоростям реакций $He-3(t, 2n)He-4$ и $He-3(He-3, 2p)He-4$ вполне объясняются бедностью данных по сечениям, существовавшую до появления последних работ [8, 9].

5. Наилучшее описание скоростей реакций, полученных нами с использованием оцененных данных по сечениям реакций с учетом последних экспериментальных исследований, имеют формулы Козлова [4]. Это описание может быть существенно улучшено, если провести подгонку параметров этих формул по новым данным.

6. Рассматриваемые здесь скорости реакций были вычислены в предположении, что плазма "горячая", т.е. считается произошла полная диссоциация молекул и полная ионизация атомов. В этом случае в качестве сечения реакции в выражении (3) можно использовать сечение для "голых" ядер (т.е. для атомов, полностью лишенных электронов). Однако при температурах ниже 1 кэВ даже для систем, состоящих из ядер с $Z=1$, это предположение не выполняется. Поэтому расчет скоростей реакций при столь низких температурах требует учета внутримолекулярного движения и электронного экранирования. Как показывают оценки и экспериментальные исследования [10, 11], погрешности, обусловленные пренебрежением этими обстоятельствами, могут достигать значительной величины.

7. Данные по сечениям реакций, использованные в настоящей работе, взяты из справочника "Ядерно-физические константы термоядерного синтеза" [12].

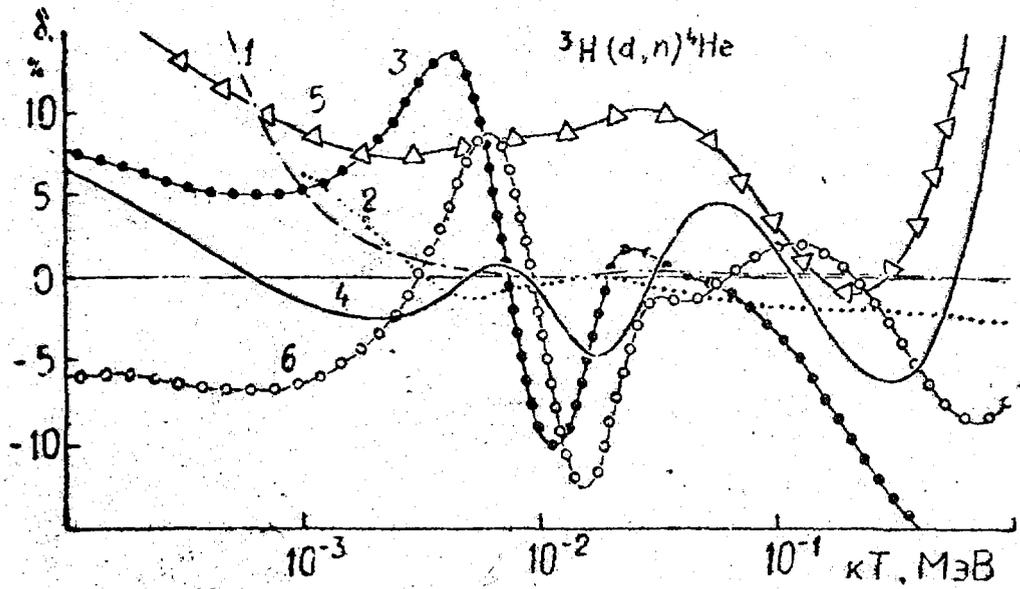


Рис. 1. Реакция ${}^3\text{H}(d,n){}^4\text{He}$.
Относительные отклонения наших данных от результатов [1-6]. Цифровое обозначение кривой соответствует ссылке на работу

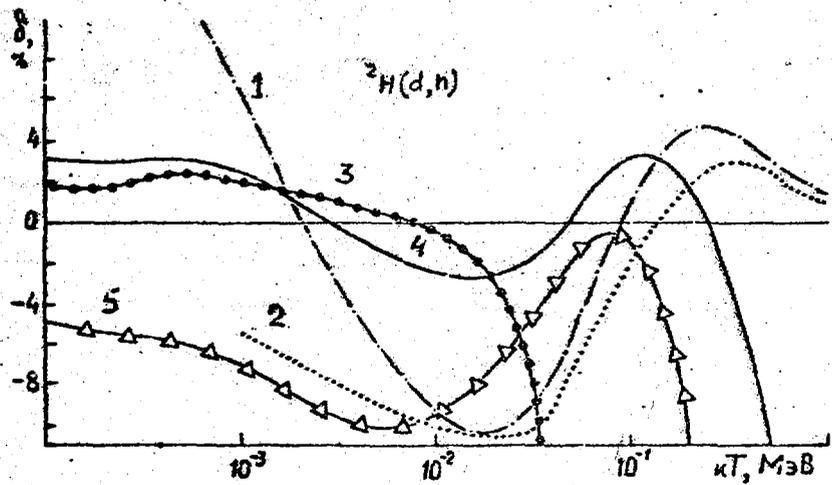


Рис. 2. Реакция ${}^2\text{H}(d,n){}^3\text{He}$.
Относительные отклонения наших данных от результатов [1-5]. Цифровое обозначение кривой соответствует ссылке на работу

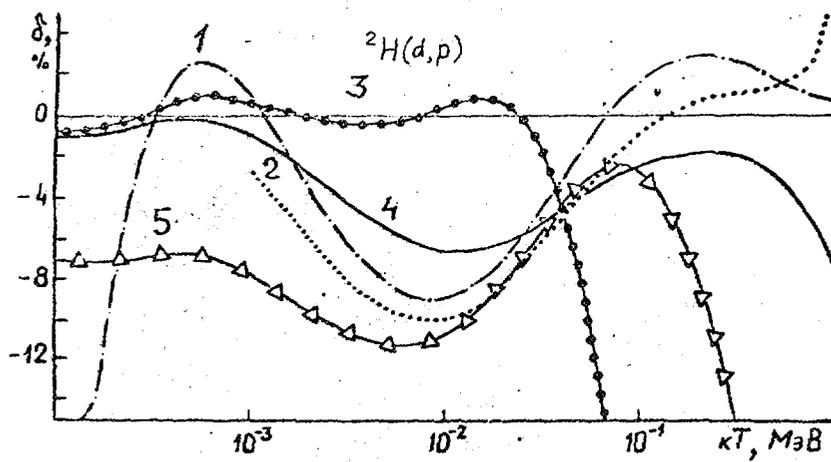


Рис. 3. Реакция $H-2(d,p)H-3$.
Относительные отклонения наших данных от
результатов [1-5]. Цифровое обозначение
кривой соответствует ссылке на работу

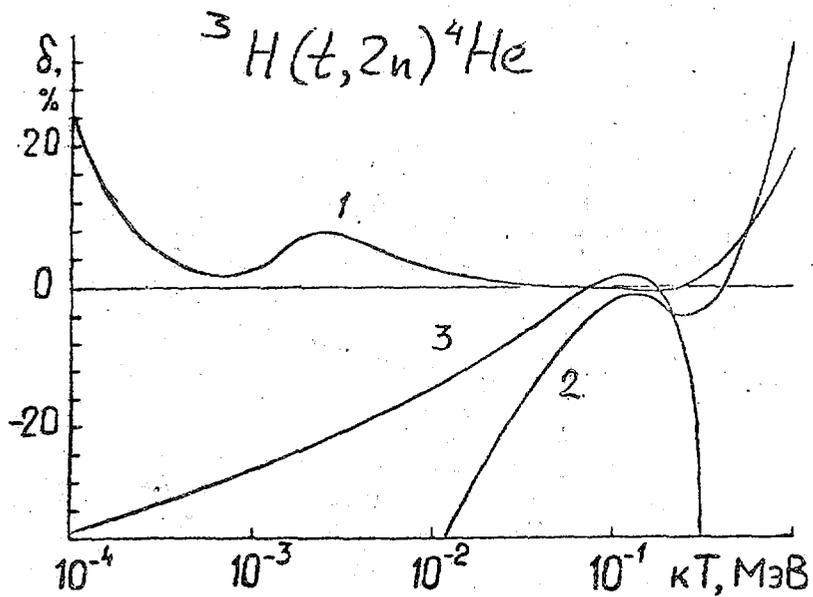


Рис. 4. Реакция $H-3(t,2n)He-4$.
Относительные отклонения наших данных от
результатов [1-3]. Цифровое обозначение
кривой соответствует ссылке на работу

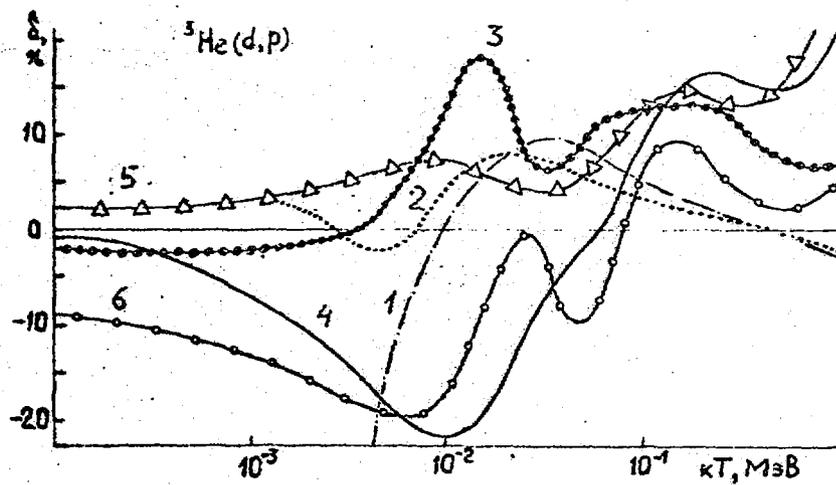


Рис. 5. Реакция ${}^3\text{He}(d,p){}^4\text{He}$.
Относительные отклонения наших данных от
результатов [1-6]. Цифровое обозначение
кривой соответствует ссылке на работу

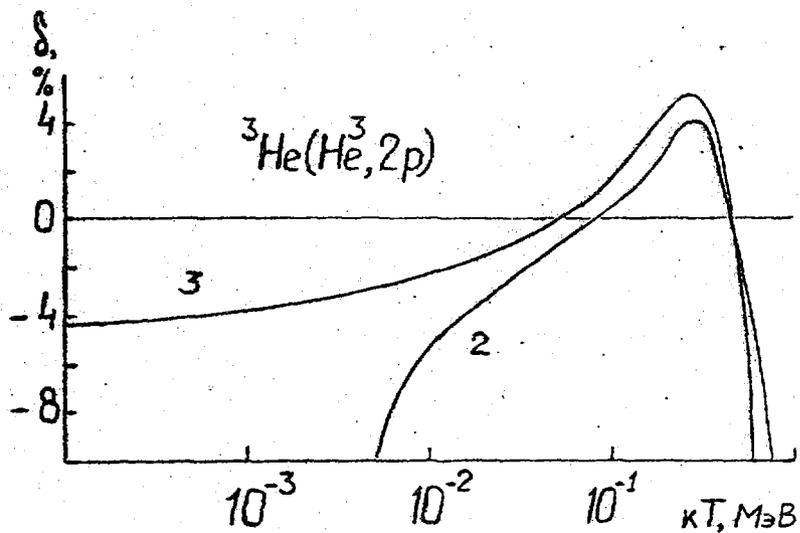


Рис. 6. Реакция ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p){}^4\text{He}$.
Относительные отклонения наших данных от
результатов [2-3]. Цифровое обозначение
кривой соответствует ссылке на работу

Таблица 1

Коэффициенты сплайн-функции для Б-фактора

Номер узла	Энергия узла, МэВ	Коэффициенты сплайн-функции				Погреш- ность Б-коэф. %
		A0	A1	A2	A3	
РЕАКЦИЯ Н-3(D,N)HE-4						
1	0,005	2,5038	0,021225	0,036332	0,025539	1,98
2	0,069024	3,2719	0,73991	-2,5114	0,65548	1,37
3	0,18022	2,1516	-2,4613	0,597705	-0,046018	1,43
4	1,9177	-0,93401	-0,40958	0,27059	0,45441	3,23
5	4,0943	-0,89073	0,78512	-1,1275	0,50776	4,36
6	10,184	-0,72726	0,000037	0,24856	-0,11710	3,34
7	19,000	-0,6632	0	0	0	4,92
РЕАКЦИЯ Н-2(D,N)HE-3						
1	0,005	3,9345	0,022224	0,016557	-0,022414	4,6
2	0,008851	3,9484	0,019206	-0,021842	0,018866	4,7
3	0,42334	4,7875	0,69691	-0,12950	0,026336	3,3
4	4,0875	6,0084	0,51538	0,049548	-0,059482	3,4
5	20,0	6,7136	0	0	0	4,6
РЕАКЦИЯ Н-2(D,P)H-3						
1	0,005	3,9658	0,05815	-0,063862	0,01892	4,3
2	0,16002	4,1914	0,29823	0,13286	-0,031631	4,5
3	0,64162	4,7771	0,48429	0,22627	-0,10071	3,7
4	1,3855	5,2381	0,85362	-0,008308	-0,011246	3,2
5	14,0	6,5770	0	0	0	5,5
РЕАКЦИЯ Н-3(T,2N)HE-4						
1	0,01	182,15	-5,6435	6,3212	-2,6523	6,5
2	0,068957	175,72	-10,899	-9,0427	6,2423	5,86
3	0,37559	161,67	12,255	22,703	47,985	5,75
4	1,6255	379,25	387,76	425,84	-175,19	5,6
5	2,680	460,61	-10,706	50,478	-69,506	5,0
6	4,0	459,95	0	0	0	9,3
РЕАКЦИЯ HE-3(D,P)HE-4						
1	0,01	8,7403	0,003562	0,014882	0,0047493	4,5
2	0,039385	8,7854	0,071135	0,034413	0,082523	5,3
3	0,19970	9,3447	0,83533	1,3109	-2,4558	5,7
4	0,38695	9,760	-0,85421	-3,5627	2,1482	5,5
5	0,99510	7,7739	-1,6347	0,45197	0,066942	5,9
6	3,1628	6,5914	-0,32091	0,68420	-0,38870	6,0
7	9,2313	6,5550	-0,19308	-0,56486	0,76488	6,4
8	20,0	6,4216	0	0	0	8,2
РЕАКЦИЯ HE-3(HE-3,2P)HE-4						
1	0,040	5264,56	-48,2137	-6,74799	-16,251	3,44
2	0,303255	4999,35	-282,675	-108,995	-208,334	3,29
3	0,428087	4880,41	-432,111	-308,414	143,609	3,34
4	1,6228	4882,15	-472,513	273,71	619,432	5,23
5	5,20028	4808,65	2550,44	-6786,64	124829	5,38
6	6,00	5400,0	0	0	0	5,45
7	24,0	5400,0	0	0	0	4,41

Таблица 2

<BV> РЕАКЦИИ

Темпе- ратура МэВ	И-3(Л,п)Иа-4 <BV>, см ³ /с	И-2(Л,п)Иа-3 <BV>, см ³ /с	И-2(Л,у)И-3 <BV>, см ³ /с	И-3(т,2п)Иа-4 <BV>, см ³ /с	Иа-3(Л,у)Иа-4 <BV>, см ³ /с	Иа-3(Иа-3,2у)Иа-4 <BV>, см ³ /с
	-30	-31	-31	-33	-41	-62
10,00010	2,736(54)*10	11,526(69)*10	11,575(67)*10	11,382(89)*10	11,823(81)*10	11,576(54)*10
	-29	-30	-30	-32	-40	-59
10,00012	3,069(60)*10	11,475(67)*10	11,522(65)*10	11,885(12)*10	19,085(40)*10	11,369(47)*10
	-28	-30	-30	-31	-38	-57
10,00014	2,108(41)*10	18,995(41)*10	18,282(39)*10	11,513(97)*10	12,055(92)*10	3,043(10)*10
	-27	-29	-29	-31	-37	-55
10,00016	1,031(20)*10	13,966(18)*10	14,114(17)*10	18,413(54)*10	12,688(12)*10	2,625(90)*10
	-27	-28	-28	-30	-36	-53
10,00018	3,934(77)*10	11,400(63)*10	11,445(61)*10	13,579(23)*10	12,357(10)*10	11,136(39)*10
	-20	-26	-20	-28	-35	-52
10,00020	1,245(24)*10	14,124(18)*10	14,260(18)*10	11,244(80)*10	11,528(68)*10	2,913(10)*10
	-26	-27	-27	-29	-35	-51
10,00022	3,404(67)*10	11,059(48)*10	11,095(46)*10	13,690(23)*10	17,822(35)*10	4,967(17)*10
	-26	-27	-27	-29	-34	-50
10,00024	8,289(16)*10	12,499(11)*10	12,521(10)*10	19,650(62)*10	13,316(14)*10	6,111(21)*10
	-25	-27	-27	-28	-33	-49
10,00026	1,833(36)*10	15,135(23)*10	15,310(22)*10	12,277(14)*10	11,206(54)*10	5,764(19)*10
	-25	-26	-26	-28	-33	-48
10,00028	3,750(74)*10	11,094(45)*10	11,039(44)*10	14,936(31)*10	13,860(17)*10	4,362(15)*10
	-25	-26	-26	-28	-32	-47
10,00030	7,183(14)*10	11,846(84)*10	11,910(81)*10	19,961(64)*10	11,110(49)*10	2,743(94)*10
	-24	-26	-26	-27	-32	-46
10,00032	1,301(25)*10	13,220(14)*10	13,332(14)*10	11,892(12)*10	12,917(13)*10	11,473(50)*10
	-24	-26	-26	-27	-32	-46
10,00034	2,245(44)*10	15,366(24)*10	15,553(23)*10	13,409(22)*10	17,086(31)*10	6,911(23)*10
	-24	-26	-26	-27	-31	-45
10,00036	3,716(73)*10	18,600(39)*10	18,898(38)*10	15,874(37)*10	11,699(72)*10	2,883(99)*10
	-24	-25	-25	-27	-31	-44
10,00038	5,931(11)*10	11,332(61)*10	11,378(58)*10	19,726(62)*10	13,442(15)*10	11,085(37)*10

Продолжение таблицы 2

Температура MsB	H-3(d,n)He-4 <6V>, см ³ /с	H-2(d,n)He-3 <6V>, см ³ /с	H-2(d,p)H-3 <6V>, см ³ /с	H-3(t,2n)He-4 <6V>, см ³ /с	He-3(d,p)He-4 <6V>, см ³ /с	He-3(He-3,2p)He-4 <6V>, см ³ /с
0,00040	9,167(18)*10 ⁻²⁴	2,000(92)*10 ⁻²³	2,070(88)*10 ⁻²³	1,555(10)*10 ⁻²⁵	16,992(31)*10 ⁻³¹	3,732(12)*10 ⁻⁴⁴
0,00042	1,377(27)*10 ⁻²³	2,926(13)*10 ⁻²⁵	3,027(12)*10 ⁻²⁵	2,412(15)*10 ⁻²⁵	11,356(80)*10 ⁻³⁰	1,184(40)*10 ⁻⁴³
0,00044	2,017(39)*10 ⁻²³	4,179(19)*10 ⁻²⁵	4,321(18)*10 ⁻²⁵	3,638(23)*10 ⁻²⁵	12,523(11)*10 ⁻³⁰	3,498(12)*10 ⁻⁴³
0,00046	2,887(56)*10 ⁻²³	5,841(27)*10 ⁻²⁵	6,039(25)*10 ⁻²⁵	5,355(34)*10 ⁻²⁶	14,526(20)*10 ⁻³⁰	9,693(33)*10 ⁻⁴³
0,00048	4,050(79)*10 ⁻²³	8,008(37)*10 ⁻²⁴	8,279(35)*10 ⁻²⁴	7,708(49)*10 ⁻²⁵	17,851(35)*10 ⁻²⁹	2,939(87)*10 ⁻⁴²
0,00050	5,576(10)*10 ⁻²³	11,079(50)*10 ⁻²⁴	11,115(47)*10 ⁻²⁴	11,088(70)*10 ⁻²⁵	11,322(59)*10 ⁻²⁹	6,290(21)*10 ⁻⁴¹
0,00052	7,550(14)*10 ⁻²²	11,431(66)*10 ⁻²⁴	11,479(63)*10 ⁻²⁴	11,507(97)*10 ⁻²⁵	12,164(98)*10 ⁻²⁹	1,488(51)*10 ⁻⁴¹
0,00054	11,007(19)*10 ⁻²²	11,871(87)*10 ⁻²⁴	11,933(82)*10 ⁻²⁴	12,053(13)*10 ⁻²⁵	13,458(15)*10 ⁻²⁹	3,372(11)*10 ⁻⁴¹
0,00056	11,323(25)*10 ⁻²²	2,414(11)*10 ⁻²⁴	2,492(10)*10 ⁻²⁴	2,755(17)*10 ⁻²⁵	15,399(24)*10 ⁻²⁹	7,343(25)*10 ⁻⁴⁰
0,00058	11,718(33)*10 ⁻²²	3,076(14)*10 ⁻²⁴	3,176(13)*10 ⁻²⁴	3,645(23)*10 ⁻²⁵	18,254(37)*10 ⁻²⁸	1,542(53)*10 ⁻⁴⁰
0,00060	2,203(43)*10 ⁻²²	3,878(18)*10 ⁻²⁴	4,002(17)*10 ⁻²⁴	4,762(30)*10 ⁻²⁵	11,238(56)*10 ⁻²⁸	3,130(10)*10 ⁻⁴⁰
0,00062	2,795(54)*10 ⁻²²	4,837(22)*10 ⁻²⁴	4,990(21)*10 ⁻²⁴	6,148(39)*10 ⁻²⁵	11,824(83)*10 ⁻²⁸	6,161(21)*10 ⁻³⁹
0,00064	3,510(68)*10 ⁻²²	5,977(27)*10 ⁻²⁴	6,164(26)*10 ⁻²⁴	7,850(50)*10 ⁻²⁵	12,642(12)*10 ⁻²⁸	1,178(40)*10 ⁻³⁹
0,00066	4,367(85)*10 ⁻²²	7,320(34)*10 ⁻²⁴	7,547(32)*10 ⁻²⁴	9,922(64)*10 ⁻²⁵	13,771(17)*10 ⁻²⁸	2,194(75)*10 ⁻³⁹
0,00068	5,385(10)*10 ⁻²²	8,892(41)*10 ⁻²³	9,165(39)*10 ⁻²³	11,242(80)*10 ⁻²⁴	15,305(24)*10 ⁻²⁸	3,985(13)*10 ⁻³⁹
0,00070	6,587(12)*10 ⁻²²	11,072(50)*10 ⁻²³	11,104(47)*10 ⁻²³	11,542(99)*10 ⁻²⁴	17,364(33)*10 ⁻²⁸	7,072(24)*10 ⁻³⁹

Продолжение таблицы 2

Температура МэВ	H-3(d,n)He-4 <σV>, см ³ /с	H-2(d,n)He-3 <σV>, см ³ /с	H-2(d,p)H-3 <σV>, см ³ /с	H-3(t,2n)He-4 <σV>, см ³ /с	He-3(d,p)He-4 <σV>, см ³ /с	He-3(He-3,2p)He-4 <σV>, см ³ /с
0,00072	7,996(15)*10 ⁻²²	1,283(59)*10 ⁻²³	1,321(56)*10 ⁻²³	1,897(12)*10 ⁻²⁴	1,010(46)*10 ⁻²⁷	1,228(42)*10 ⁻³⁸
0,00074	9,638(18)*10 ⁻²²	1,525(71)*10 ⁻²³	1,570(67)*10 ⁻²³	2,317(14)*10 ⁻²⁴	1,368(63)*10 ⁻²⁷	2,091(71)*10 ⁻³⁸
0,00076	1,154(22)*10 ⁻²¹	1,802(84)*10 ⁻²³	1,855(79)*10 ⁻²³	2,810(18)*10 ⁻²⁴	1,834(84)*10 ⁻²⁷	3,492(12)*10 ⁻³⁸
0,00078	1,373(26)*10 ⁻²¹	2,116(98)*10 ⁻²³	2,178(93)*10 ⁻²³	3,384(21)*10 ⁻²⁴	2,434(11)*10 ⁻²⁷	5,728(19)*10 ⁻³⁸
0,00080	1,624(31)*10 ⁻²¹	2,472(11)*10 ⁻²³	2,543(10)*10 ⁻²³	4,050(26)*10 ⁻²⁴	3,199(14)*10 ⁻²⁷	9,240(31)*10 ⁻³⁸
0,00082	1,910(36)*10 ⁻²¹	2,872(13)*10 ⁻²³	2,953(12)*10 ⁻²³	4,817(31)*10 ⁻²⁴	4,165(19)*10 ⁻²⁷	1,467(50)*10 ⁻³⁷
0,00084	2,235(43)*10 ⁻²¹	3,320(15)*10 ⁻²³	3,413(14)*10 ⁻²³	5,697(36)*10 ⁻²⁴	5,378(25)*10 ⁻²⁷	2,295(78)*10 ⁻³⁷
0,00086	2,602(50)*10 ⁻²¹	3,821(17)*10 ⁻²³	3,927(16)*10 ⁻²³	6,702(43)*10 ⁻²⁴	6,888(32)*10 ⁻²⁷	3,540(12)*10 ⁻³⁷
0,00088	3,015(58)*10 ⁻²¹	4,378(20)*10 ⁻²³	4,498(19)*10 ⁻²³	7,844(50)*10 ⁻²⁴	8,755(40)*10 ⁻²⁷	5,368(18)*10 ⁻³⁷
0,00090	3,478(67)*10 ⁻²¹	4,995(23)*10 ⁻²³	5,130(21)*10 ⁻²³	9,137(58)*10 ⁻²⁴	1,105(51)*10 ⁻²⁶	8,093(27)*10 ⁻³⁷
0,00092	3,996(76)*10 ⁻²¹	5,677(26)*10 ⁻²³	5,828(24)*10 ⁻²³	1,059(68)*10 ⁻²³	1,384(64)*10 ⁻²⁶	1,202(41)*10 ⁻³⁶
0,00094	4,572(88)*10 ⁻²¹	6,428(29)*10 ⁻²³	6,597(28)*10 ⁻²³	1,223(78)*10 ⁻²³	1,724(80)*10 ⁻²⁶	1,765(60)*10 ⁻³⁶
0,00096	5,212(10)*10 ⁻²¹	7,252(33)*10 ⁻²³	7,440(31)*10 ⁻²³	1,406(90)*10 ⁻²³	2,132(10)*10 ⁻²⁶	2,563(88)*10 ⁻³⁶
0,00098	5,920(11)*10 ⁻²¹	8,154(37)*10 ⁻²³	8,363(35)*10 ⁻²³	1,611(10)*10 ⁻²³	2,623(12)*10 ⁻²⁶	3,685(12)*10 ⁻³⁶
0,00100	6,700(12)*10 ⁻²¹	9,138(42)*10 ⁻²³	9,369(40)*10 ⁻²³	1,838(11)*10 ⁻²³	3,208(15)*10 ⁻²⁶	5,244(18)*10 ⁻³⁶
0,00120	1,972(37)*10 ⁻²⁰	2,462(11)*10 ⁻²²	2,516(10)*10 ⁻²²	5,789(37)*10 ⁻²³	1,853(88)*10 ⁻²⁵	1,136(39)*10 ⁻³⁴

Продолжение таблицы 2

Темпе- ратура MsB	H-3(d,n)He-4 <GV>, см ³ /с	H-2(d,n)He-3 <GV>, см ³ /с	H-2(d,p)H-3 <GV>, см ³ /с	H-3(t,2n)He-4 <GV>, см ³ /с	He-3(d,p)He-4 <GV>, см ³ /с	He-3(He-3,2p)He-4 <GV>, см ³ /с
		-20	-22	-22	-22	-25
0,00140	4,671(88)*10	5,408(25)*10	5,513(23)*10	1,441(92)*10	7,492(36)*10	1,320(45)*10
		-20	-21	-21	-22	-24
0,00160	9,507(17)*10	1,032(47)*10	1,049(45)*10	3,046(19)*10	2,366(11)*10	9,960(34)*10
		-19	-21	-21	-22	-24
0,00180	1,734(32)*10	1,776(82)*10	1,803(77)*10	5,719(36)*10	6,243(30)*10	5,485(18)*10
		-19	-21	-21	-22	-23
0,00200	2,909(53)*10	2,835(13)*10	2,868(12)*10	9,818(62)*10	1,438(71)*10	2,380(81)*10
		-19	-21	-21	-21	-23
0,00220	4,576(84)*10	4,257(19)*10	4,298(16)*10	1,572(99)*10	2,978(15)*10	8,575(29)*10
		-19	-21	-21	-21	-23
0,00240	6,835(12)*10	6,099(26)*10	6,140(26)*10	2,381(15)*10	5,668(28)*10	2,664(91)*10
		-19	-21	-21	-21	-22
0,00260	9,789(17)*10	8,398(36)*10	8,443(36)*10	3,446(21)*10	1,007(51)*10	7,332(25)*10
		-18	-20	-20	-21	-22
0,00280	1,354(24)*10	1,120(51)*10	1,124(48)*10	4,804(30)*10	1,690(87)*10	1,826(62)*10
		-18	-20	-20	-21	-22
0,00300	1,818(32)*10	1,453(67)*10	1,456(62)*10	6,491(40)*10	2,704(14)*10	4,179(14)*10
		-18	-20	-20	-21	-22
0,00320	2,382(42)*10	1,844(85)*10	1,844(79)*10	8,540(53)*10	4,154(21)*10	8,907(30)*10
		-18	-20	-20	-20	-22
0,00340	3,059(54)*10	2,294(10)*10	2,290(98)*10	1,098(68)*10	6,163(32)*10	4,785(60)*10
		-18	-20	-20	-20	-22
0,00360	3,845(67)*10	2,806(12)*10	2,796(12)*10	1,384(86)*10	8,873(47)*10	3,392(11)*10
		-18	-20	-20	-20	-21
0,00380	4,761(83)*10	3,381(15)*10	3,364(14)*10	1,715(10)*10	1,244(66)*10	6,153(20)*10
		-18	-20	-20	-20	-21
0,00400	5,812(10)*10	4,022(18)*10	3,996(17)*10	2,093(12)*10	1,704(90)*10	1,071(36)*10
		-18	-20	-20	-20	-21
0,00420	7,004(12)*10	4,729(21)*10	4,692(20)*10	2,520(15)*10	2,288(12)*10	1,798(61)*10
		-18	-20	-20	-20	-21
0,00440	8,344(14)*10	5,504(25)*10	5,453(23)*10	2,999(18)*10	3,015(16)*10	2,923(99)*10

Продолжение таблицы 2

Темпе- ратура МэВ	H-3(d,n)He-4 <σV>, см ³ /с	H-2(d,n)He-3 <σV>, см ³ /с	H-2(d,p)H-3 <σV>, см ³ /с	H-3(t,2n)He-4 <σV>, см ³ /с	He-3(d,p)He-4 <σV>, см ³ /с	He-3(He-3,2p)He-4 <σV>, см ³ /с
0,00460	9,839(16)*10 ⁻¹⁸	16,348(29)*10 ⁻²⁰	16,280(27)*10 ⁻²⁰	13,529(21)*10 ⁻²⁰	13,909(20)*10 ⁻²¹	4,614(15)*10 ⁻²⁷
0,00480	1,149(19)*10 ⁻¹⁷	17,261(33)*10 ⁻²⁰	17,173(31)*10 ⁻²⁰	14,114(25)*10 ⁻²⁰	14,993(26)*10 ⁻²¹	7,097(24)*10 ⁻²⁷
0,00500	1,331(22)*10 ⁻¹⁷	18,243(37)*10 ⁻²⁰	18,133(35)*10 ⁻²⁰	14,754(29)*10 ⁻²⁰	16,294(33)*10 ⁻²¹	1,066(36)*10 ⁻²⁶
0,00520	1,530(25)*10 ⁻¹⁷	19,295(42)*10 ⁻²⁰	19,159(39)*10 ⁻²⁰	15,451(33)*10 ⁻²⁰	17,839(41)*10 ⁻²¹	1,567(53)*10 ⁻²⁶
0,00540	1,746(29)*10 ⁻¹⁷	11,042(47)*10 ⁻¹⁹	11,025(44)*10 ⁻¹⁹	16,204(37)*10 ⁻²⁰	19,656(51)*10 ⁻²¹	2,259(76)*10 ⁻²⁶
0,00560	1,979(32)*10 ⁻¹⁷	11,161(53)*10 ⁻¹⁹	11,141(49)*10 ⁻¹⁹	17,020(42)*10 ⁻²⁰	11,178(63)*10 ⁻²⁰	3,198(10)*10 ⁻²⁶
0,00580	2,230(36)*10 ⁻¹⁷	11,287(58)*10 ⁻¹⁹	11,263(54)*10 ⁻¹⁹	17,891(48)*10 ⁻²⁰	11,424(76)*10 ⁻²⁰	4,454(15)*10 ⁻²⁶
0,00600	2,498(41)*10 ⁻¹⁷	11,420(64)*10 ⁻¹⁹	11,392(60)*10 ⁻¹⁹	18,820(53)*10 ⁻²⁰	11,705(91)*10 ⁻²⁰	6,110(20)*10 ⁻²⁶
0,00620	2,785(45)*10 ⁻¹⁷	11,560(71)*10 ⁻¹⁹	11,528(66)*10 ⁻¹⁹	19,808(59)*10 ⁻²⁰	12,027(10)*10 ⁻²⁰	8,265(28)*10 ⁻²⁶
0,00640	3,088(50)*10 ⁻¹⁷	11,707(77)*10 ⁻¹⁹	11,670(72)*10 ⁻¹⁹	11,086(65)*10 ⁻¹⁹	12,392(12)*10 ⁻²⁰	1,104(37)*10 ⁻²⁵
0,00660	3,410(55)*10 ⁻¹⁷	11,860(84)*10 ⁻¹⁹	11,818(78)*10 ⁻¹⁹	11,196(72)*10 ⁻¹⁹	12,804(15)*10 ⁻²⁰	1,456(49)*10 ⁻²⁵
0,00680	3,749(60)*10 ⁻¹⁷	12,020(91)*10 ⁻¹⁹	11,973(85)*10 ⁻¹⁹	11,313(79)*10 ⁻¹⁹	13,266(17)*10 ⁻²⁰	1,899(64)*10 ⁻²⁵
0,00700	4,105(65)*10 ⁻¹⁷	12,187(99)*10 ⁻¹⁹	12,133(92)*10 ⁻¹⁹	11,435(86)*10 ⁻¹⁹	13,782(20)*10 ⁻²⁰	2,452(83)*10 ⁻²⁵
0,00720	4,478(71)*10 ⁻¹⁷	12,361(10)*10 ⁻¹⁹	12,300(99)*10 ⁻¹⁹	11,564(94)*10 ⁻¹⁹	14,355(23)*10 ⁻²⁰	3,135(10)*10 ⁻²⁵
0,00740	4,865(76)*10 ⁻¹⁷	12,541(11)*10 ⁻¹⁹	12,473(10)*10 ⁻¹⁹	11,698(10)*10 ⁻¹⁹	14,991(26)*10 ⁻²⁰	3,972(13)*10 ⁻²⁵
0,00760	5,271(82)*10 ⁻¹⁷	12,728(12)*10 ⁻¹⁹	12,652(11)*10 ⁻¹⁹	11,838(11)*10 ⁻¹⁹	15,691(30)*10 ⁻²⁰	4,990(16)*10 ⁻²⁵

Продолжение таблицы 2

Температура МэВ	H-3(d, n)He-4 <σV>, см ³ /с	H-2(d, n)He-3 <σV>, см ³ /с	H-2(d, p)H-3 <σV>, см ³ /с	H-3(t, 2n)He-4 <σV>, см ³ /с	He-3(d, p)He-4 <σV>, см ³ /с	He-3(He-3, 2p)He-4 <σV>, см ³ /с
0,00780	15,692(88)*10 ⁻¹⁷	2,921(13)*10 ⁻¹⁹	2,837(12)*10 ⁻¹⁹	1,983(11)*10 ⁻¹⁹	16,461(34)*10 ⁻²⁰	6,218(21)*10 ⁻²⁵
0,00800	16,130(95)*10 ⁻¹⁷	3,120(14)*10 ⁻¹⁹	3,028(13)*10 ⁻¹⁹	2,130(12)*10 ⁻¹⁹	17,305(39)*10 ⁻²⁰	7,690(26)*10 ⁻²⁵
0,00820	16,582(10)*10 ⁻¹⁷	3,326(15)*10 ⁻¹⁹	3,225(14)*10 ⁻¹⁹	2,292(13)*10 ⁻¹⁹	18,220(44)*10 ⁻²⁰	9,443(31)*10 ⁻²⁵
0,00840	17,049(10)*10 ⁻¹⁷	3,538(16)*10 ⁻¹⁹	3,427(14)*10 ⁻¹⁹	2,455(14)*10 ⁻¹⁹	19,227(49)*10 ⁻²⁰	1,152(38)*10 ⁻²⁴
0,00860	17,530(11)*10 ⁻¹⁷	3,755(16)*10 ⁻¹⁹	3,634(15)*10 ⁻¹⁹	2,623(15)*10 ⁻¹⁹	1,031(55)*10 ⁻¹⁹	1,396(47)*10 ⁻²⁴
0,00880	18,025(12)*10 ⁻¹⁷	3,978(17)*10 ⁻¹⁹	3,848(16)*10 ⁻¹⁹	2,797(16)*10 ⁻¹⁹	1,149(62)*10 ⁻¹⁹	1,682(56)*10 ⁻²⁴
0,00900	18,532(12)*10 ⁻¹⁷	4,209(18)*10 ⁻¹⁹	4,066(17)*10 ⁻¹⁹	2,976(17)*10 ⁻¹⁹	1,276(69)*10 ⁻¹⁹	2,015(67)*10 ⁻²⁴
0,00920	19,052(13)*10 ⁻¹⁷	4,444(20)*10 ⁻¹⁹	4,290(18)*10 ⁻¹⁹	3,161(18)*10 ⁻¹⁹	1,413(76)*10 ⁻¹⁹	2,401(80)*10 ⁻²⁴
0,00940	19,585(14)*10 ⁻¹⁷	4,686(21)*10 ⁻¹⁹	4,519(19)*10 ⁻¹⁹	3,351(19)*10 ⁻¹⁹	1,560(84)*10 ⁻¹⁹	2,846(95)*10 ⁻²⁴
0,00960	1,013(14)*10 ⁻¹⁶	4,933(22)*10 ⁻¹⁹	4,753(20)*10 ⁻¹⁹	3,546(20)*10 ⁻¹⁹	1,718(93)*10 ⁻¹⁹	3,358(11)*10 ⁻²⁴
0,00980	1,066(15)*10 ⁻¹⁶	5,185(23)*10 ⁻¹⁹	4,992(21)*10 ⁻¹⁹	3,746(22)*10 ⁻¹⁹	1,887(10)*10 ⁻¹⁹	3,943(13)*10 ⁻²⁴
0,01000	1,125(16)*10 ⁻¹⁶	5,443(24)*10 ⁻¹⁹	5,237(22)*10 ⁻¹⁹	3,951(23)*10 ⁻¹⁹	2,068(11)*10 ⁻¹⁹	4,609(15)*10 ⁻²⁴
0,01200	1,735(23)*10 ⁻¹⁶	8,310(37)*10 ⁻¹⁸	7,933(34)*10 ⁻¹⁸	6,265(36)*10 ⁻¹⁸	14,602(25)*10 ⁻¹⁹	1,793(60)*10 ⁻²³
0,01400	2,392(32)*10 ⁻¹⁶	11,164(51)*10 ⁻¹⁸	11,104(48)*10 ⁻¹⁸	19,001(52)*10 ⁻¹⁸	18,773(48)*10 ⁻¹⁸	5,280(17)*10 ⁻²²
0,01600	3,056(41)*10 ⁻¹⁶	11,537(67)*10 ⁻¹⁸	11,448(63)*10 ⁻¹⁸	11,209(70)*10 ⁻¹⁸	11,501(82)*10 ⁻¹⁸	1,282(42)*10 ⁻²²
0,01800	3,701(50)*10 ⁻¹⁶	11,945(85)*10 ⁻¹⁸	11,822(80)*10 ⁻¹⁸	11,546(90)*10 ⁻¹⁸	12,372(13)*10 ⁻¹⁸	2,704(89)*10 ⁻²²

Продолжение таблицы 2

Темпе- ратура МэВ	H-3(d,n)He-4 <σV>, см ³ /с	H-2(d,n)He-3 <σV>, см ³ /с	H-2(d,p)H-3 <σV>, см ³ /с	H-3(t,2n)He-4 <σV>, см ³ /с	He-3(d,p)He-4 <σV>, см ³ /с	He-3(He-3,2p)He-4 <σV>, см ³ /с
0,02000	4,308(59)*10 ⁻¹⁶	2,383(10)*10 ⁻¹⁶	2,219(98)*10 ⁻¹⁶	1,907(11)*10 ⁻¹⁶	3,527(19)*10 ⁻¹⁶	5,130(16)*10 ⁻²²
0,02200	4,870(67)*10 ⁻¹⁶	2,846(12)*10 ⁻¹⁶	2,636(11)*10 ⁻¹⁶	2,286(13)*10 ⁻¹⁶	4,983(27)*10 ⁻¹⁶	8,960(29)*10 ⁻²²
0,02400	5,380(74)*10 ⁻¹⁶	3,332(14)*10 ⁻¹⁶	3,070(13)*10 ⁻¹⁶	2,680(15)*10 ⁻¹⁶	6,792(38)*10 ⁻¹⁶	1,465(48)*10 ⁻²¹
0,02600	5,840(80)*10 ⁻¹⁶	3,838(16)*10 ⁻¹⁶	3,519(15)*10 ⁻¹⁶	3,087(18)*10 ⁻¹⁶	8,936(50)*10 ⁻¹⁶	2,271(74)*10 ⁻²¹
0,02800	6,251(86)*10 ⁻¹⁶	4,362(18)*10 ⁻¹⁶	3,979(17)*10 ⁻¹⁶	3,502(20)*10 ⁻¹⁶	1,143(84)*10 ⁻¹⁷	3,367(11)*10 ⁻²¹
0,03000	6,815(91)*10 ⁻¹⁶	4,901(20)*10 ⁻¹⁶	4,449(19)*10 ⁻¹⁶	3,926(22)*10 ⁻¹⁶	1,426(81)*10 ⁻¹⁷	4,811(15)*10 ⁻²¹
0,03200	6,937(95)*10 ⁻¹⁶	5,454(23)*10 ⁻¹⁶	4,927(22)*10 ⁻¹⁶	4,355(25)*10 ⁻¹⁶	1,741(99)*10 ⁻¹⁷	6,680(22)*10 ⁻²¹
0,03400	7,218(99)*10 ⁻¹⁶	6,020(25)*10 ⁻¹⁶	5,413(24)*10 ⁻¹⁶	4,788(27)*10 ⁻¹⁶	2,089(11)*10 ⁻¹⁷	8,972(29)*10 ⁻²¹
0,03600	7,464(10)*10 ⁻¹⁶	6,597(27)*10 ⁻¹⁶	5,904(26)*10 ⁻¹⁶	5,225(30)*10 ⁻¹⁶	2,468(13)*10 ⁻¹⁷	1,181(39)*10 ⁻²⁰
0,03800	7,677(10)*10 ⁻¹⁶	7,184(29)*10 ⁻¹⁶	6,400(28)*10 ⁻¹⁶	5,664(33)*10 ⁻¹⁶	2,869(16)*10 ⁻¹⁷	1,523(50)*10 ⁻²⁰
0,04000	7,861(10)*10 ⁻¹⁶	7,779(32)*10 ⁻¹⁶	6,899(31)*10 ⁻¹⁶	6,105(35)*10 ⁻¹⁶	3,297(18)*10 ⁻¹⁷	1,928(64)*10 ⁻²⁰
0,04200	8,019(11)*10 ⁻¹⁶	8,382(34)*10 ⁻¹⁶	7,401(33)*10 ⁻¹⁶	6,547(38)*10 ⁻¹⁶	3,745(21)*10 ⁻¹⁷	2,403(80)*10 ⁻²⁰
0,04400	8,154(11)*10 ⁻¹⁶	8,993(36)*10 ⁻¹⁶	7,908(35)*10 ⁻¹⁶	6,989(40)*10 ⁻¹⁶	4,212(23)*10 ⁻¹⁷	2,853(99)*10 ⁻²⁰
0,04600	8,268(11)*10 ⁻¹⁶	9,609(39)*10 ⁻¹⁶	8,412(37)*10 ⁻¹⁶	7,431(43)*10 ⁻¹⁶	4,695(26)*10 ⁻¹⁷	3,583(12)*10 ⁻²⁰
0,04800	8,363(11)*10 ⁻¹⁶	1,023(41)*10 ⁻¹⁷	8,920(39)*10 ⁻¹⁶	7,874(45)*10 ⁻¹⁶	5,191(29)*10 ⁻¹⁷	4,298(14)*10 ⁻²⁰
0,05000	8,442(11)*10 ⁻¹⁶	1,088(43)*10 ⁻¹⁷	9,428(42)*10 ⁻¹⁶	8,316(48)*10 ⁻¹⁶	5,697(31)*10 ⁻¹⁷	5,103(17)*10 ⁻²⁰

Продолжение таблицы 2

Температура мсВ	H-3(d, n)He-4 <σV>, см ³ /с	H-2(d, n)He-3 <σV>, см ³ /с	H-2(d, p)H-3 <σV>, см ³ /с	H-3(t, 2n)He-4 <σV>, см ³ /с	He-3(d, p)He-4 <σV>, см ³ /с	He-3(He-3, 2p)He-4 <σV>, см ³ /с
0,05200	8,505(11)*10 ⁻¹⁶	1,150(46)*10 ⁻¹⁷	9,937(44)*10 ⁻¹⁸	8,758(50)*10 ⁻¹⁸	6,211(34)*10 ⁻¹⁷	6,003(20)*10 ⁻²⁰
0,05400	8,556(11)*10 ⁻¹⁶	1,214(48)*10 ⁻¹⁷	1,045(46)*10 ⁻¹⁷	9,199(53)*10 ⁻¹⁸	6,731(37)*10 ⁻¹⁷	7,001(24)*10 ⁻²⁰
0,05600	8,595(11)*10 ⁻¹⁶	1,277(50)*10 ⁻¹⁷	1,095(48)*10 ⁻¹⁷	9,639(56)*10 ⁻¹⁸	7,255(40)*10 ⁻¹⁷	8,101(28)*10 ⁻²⁰
0,05800	8,624(11)*10 ⁻¹⁶	1,341(53)*10 ⁻¹⁷	1,146(50)*10 ⁻¹⁷	1,008(58)*10 ⁻¹⁷	7,781(43)*10 ⁻¹⁷	9,308(32)*10 ⁻²⁰
0,06000	8,644(12)*10 ⁻¹⁶	1,406(55)*10 ⁻¹⁷	1,197(52)*10 ⁻¹⁷	1,052(61)*10 ⁻¹⁷	8,307(46)*10 ⁻¹⁷	1,062(37)*10 ⁻¹⁹
0,06200	8,655(12)*10 ⁻¹⁶	1,470(57)*10 ⁻¹⁷	1,247(54)*10 ⁻¹⁷	1,096(63)*10 ⁻¹⁷	8,831(49)*10 ⁻¹⁷	1,205(42)*10 ⁻¹⁹
0,06400	8,659(12)*10 ⁻¹⁶	1,535(59)*10 ⁻¹⁷	1,298(56)*10 ⁻¹⁷	1,139(66)*10 ⁻¹⁷	9,352(52)*10 ⁻¹⁷	1,360(48)*10 ⁻¹⁹
0,06600	8,656(12)*10 ⁻¹⁶	1,599(61)*10 ⁻¹⁷	1,350(59)*10 ⁻¹⁷	1,183(68)*10 ⁻¹⁷	9,870(54)*10 ⁻¹⁷	1,526(54)*10 ⁻¹⁹
0,06800	8,648(12)*10 ⁻¹⁶	1,664(64)*10 ⁻¹⁷	1,400(61)*10 ⁻¹⁷	1,227(71)*10 ⁻¹⁷	1,038(57)*10 ⁻¹⁶	1,705(61)*10 ⁻¹⁹
0,07000	8,634(12)*10 ⁻¹⁶	1,729(66)*10 ⁻¹⁷	1,450(63)*10 ⁻¹⁷	1,270(73)*10 ⁻¹⁷	1,089(60)*10 ⁻¹⁶	1,896(68)*10 ⁻¹⁹
0,07200	8,616(11)*10 ⁻¹⁶	1,793(68)*10 ⁻¹⁷	1,500(65)*10 ⁻¹⁷	1,314(76)*10 ⁻¹⁷	1,139(63)*10 ⁻¹⁶	2,099(75)*10 ⁻¹⁹
0,07400	8,594(11)*10 ⁻¹⁶	1,858(70)*10 ⁻¹⁷	1,550(67)*10 ⁻¹⁷	1,357(78)*10 ⁻¹⁷	1,188(65)*10 ⁻¹⁶	2,316(84)*10 ⁻¹⁹
0,07600	8,568(11)*10 ⁻¹⁶	1,923(72)*10 ⁻¹⁷	1,600(69)*10 ⁻¹⁷	1,400(81)*10 ⁻¹⁷	1,236(68)*10 ⁻¹⁶	2,545(92)*10 ⁻¹⁹
0,07800	8,540(11)*10 ⁻¹⁶	1,987(74)*10 ⁻¹⁷	1,649(71)*10 ⁻¹⁷	1,444(83)*10 ⁻¹⁷	1,284(71)*10 ⁻¹⁶	2,767(10)*10 ⁻¹⁹
0,08000	8,509(11)*10 ⁻¹⁶	2,051(76)*10 ⁻¹⁷	1,698(73)*10 ⁻¹⁷	1,487(86)*10 ⁻¹⁷	1,330(73)*10 ⁻¹⁶	3,043(11)*10 ⁻¹⁹
0,08200	8,476(11)*10 ⁻¹⁶	2,116(78)*10 ⁻¹⁷	1,747(75)*10 ⁻¹⁷	1,530(88)*10 ⁻¹⁷	1,376(76)*10 ⁻¹⁶	3,312(12)*10 ⁻¹⁹

Продолжение таблицы 2

Температура МэВ	H-3(d,n)He-4 <σV>, см ³ /с	H-2(d,n)He-3 <σV>, см ³ /с	H-2(d,p)H-3 <σV>, см ³ /с	H-3(t,2n)He-4 <σV>, см ³ /с	He-3(d,p)He-4 <σV>, см ³ /с	He-3(He-3,2p)He-4 <σV>, см ³ /с
0,08400	18,440(11)*10 ⁻¹⁶	12,180(80)*10 ⁻¹⁷	11,796(77)*10 ⁻¹⁷	11,574(91)*10 ⁻¹⁷	11,420(78)*10 ⁻¹⁶	3,594(13)*10 ⁻¹⁹
0,08600	18,402(11)*10 ⁻¹⁶	12,244(82)*10 ⁻¹⁷	11,845(79)*10 ⁻¹⁷	11,619(93)*10 ⁻¹⁷	11,464(80)*10 ⁻¹⁶	3,890(14)*10 ⁻¹⁹
0,08800	18,363(11)*10 ⁻¹⁶	12,308(83)*10 ⁻¹⁷	11,894(81)*10 ⁻¹⁷	11,662(96)*10 ⁻¹⁷	11,506(83)*10 ⁻¹⁶	4,200(15)*10 ⁻¹⁹
0,09000	18,322(11)*10 ⁻¹⁶	12,371(85)*10 ⁻¹⁷	11,942(82)*10 ⁻¹⁷	11,705(98)*10 ⁻¹⁷	11,548(85)*10 ⁻¹⁶	4,523(17)*10 ⁻¹⁹
0,09200	18,280(11)*10 ⁻¹⁶	12,435(87)*10 ⁻¹⁷	11,990(84)*10 ⁻¹⁷	11,749(10)*10 ⁻¹⁷	11,588(87)*10 ⁻¹⁶	4,860(18)*10 ⁻¹⁹
0,09400	18,237(11)*10 ⁻¹⁶	12,498(89)*10 ⁻¹⁷	12,038(86)*10 ⁻¹⁷	11,792(10)*10 ⁻¹⁷	11,628(89)*10 ⁻¹⁶	5,211(19)*10 ⁻¹⁹
0,09600	18,193(11)*10 ⁻¹⁶	12,561(90)*10 ⁻¹⁷	12,085(88)*10 ⁻¹⁷	11,835(10)*10 ⁻¹⁷	11,666(91)*10 ⁻¹⁶	5,576(21)*10 ⁻¹⁹
0,09800	18,148(11)*10 ⁻¹⁶	12,624(92)*10 ⁻¹⁷	12,133(90)*10 ⁻¹⁷	11,879(10)*10 ⁻¹⁷	11,703(93)*10 ⁻¹⁶	5,954(22)*10 ⁻¹⁹
0,10000	18,102(11)*10 ⁻¹⁶	12,686(94)*10 ⁻¹⁷	12,180(92)*10 ⁻¹⁷	11,922(11)*10 ⁻¹⁷	11,739(95)*10 ⁻¹⁶	6,346(24)*10 ⁻¹⁹
0,12000	17,636(10)*10 ⁻¹⁶	13,297(10)*10 ⁻¹⁷	12,641(10)*10 ⁻¹⁷	12,357(13)*10 ⁻¹⁷	12,048(11)*10 ⁻¹⁶	1,104(44)*10 ⁻¹⁸
0,14000	17,183(10)*10 ⁻¹⁶	13,878(12)*10 ⁻¹⁷	13,083(12)*10 ⁻¹⁷	12,794(16)*10 ⁻¹⁷	12,271(12)*10 ⁻¹⁶	1,707(70)*10 ⁻¹⁸
0,16000	16,763(94)*10 ⁻¹⁶	14,429(14)*10 ⁻¹⁷	13,505(13)*10 ⁻¹⁷	13,233(18)*10 ⁻¹⁷	12,427(13)*10 ⁻¹⁶	2,436(10)*10 ⁻¹⁸
0,18000	16,382(89)*10 ⁻¹⁶	14,950(16)*10 ⁻¹⁷	13,911(15)*10 ⁻¹⁷	13,670(21)*10 ⁻¹⁷	12,534(13)*10 ⁻¹⁶	3,284(14)*10 ⁻¹⁸
0,20000	16,040(84)*10 ⁻¹⁶	15,443(17)*10 ⁻¹⁷	14,300(16)*10 ⁻¹⁷	14,103(23)*10 ⁻¹⁷	12,603(14)*10 ⁻¹⁶	4,239(19)*10 ⁻¹⁸
0,22000	15,741(80)*10 ⁻¹⁶	15,910(19)*10 ⁻¹⁷	14,675(17)*10 ⁻¹⁷	14,529(25)*10 ⁻¹⁷	12,645(14)*10 ⁻¹⁶	5,293(24)*10 ⁻¹⁸
0,24000	15,469(76)*10 ⁻¹⁶	16,352(21)*10 ⁻¹⁷	15,036(18)*10 ⁻¹⁷	14,944(28)*10 ⁻¹⁷	12,667(14)*10 ⁻¹⁶	6,439(30)*10 ⁻¹⁸

Продолжение таблицы 2

Темпе- ратура МэВ	H-3(d, n)He-4 <σV>, см ³ /с	H-2(d, n)He-3 <σV>, см ³ /с	H-2(d, p)H-3 <σV>, см ³ /с	H-3(t, 2n)He-4 <σV>, см ³ /с	He-3(d, p)He-4 <σV>, см ³ /с	He-3(He-3, 2p)He-4 <σV>, см ³ /с
0,26000	5,224(73)*10 ⁻¹⁶	6,772(22)*10 ⁻¹⁷	5,384(19)*10 ⁻¹⁷	5,347(30)*10 ⁻¹⁷	2,674(14)*10 ⁻¹⁶	7,668(37)*10 ⁻¹⁸
0,28000	5,004(70)*10 ⁻¹⁶	7,172(23)*10 ⁻¹⁷	5,720(20)*10 ⁻¹⁷	5,738(32)*10 ⁻¹⁷	2,671(14)*10 ⁻¹⁶	8,974(44)*10 ⁻¹⁸
0,30000	4,805(67)*10 ⁻¹⁶	7,552(25)*10 ⁻¹⁷	6,044(21)*10 ⁻¹⁷	6,110(34)*10 ⁻¹⁷	2,660(14)*10 ⁻¹⁶	1,035(52)*10 ⁻¹⁷
0,32000	4,625(64)*10 ⁻¹⁶	7,915(26)*10 ⁻¹⁷	6,358(22)*10 ⁻¹⁷	6,468(36)*10 ⁻¹⁷	2,644(14)*10 ⁻¹⁶	1,180(61)*10 ⁻¹⁷
0,34000	4,460(62)*10 ⁻¹⁶	8,262(27)*10 ⁻¹⁷	6,661(23)*10 ⁻¹⁷	6,810(38)*10 ⁻¹⁷	2,623(14)*10 ⁻¹⁶	1,330(69)*10 ⁻¹⁷
0,36000	4,309(60)*10 ⁻¹⁶	8,593(28)*10 ⁻¹⁷	6,955(24)*10 ⁻¹⁷	7,136(40)*10 ⁻¹⁷	2,600(14)*10 ⁻¹⁶	1,486(77)*10 ⁻¹⁷
0,38000	4,171(58)*10 ⁻¹⁶	8,911(29)*10 ⁻¹⁷	7,240(24)*10 ⁻¹⁷	7,447(41)*10 ⁻¹⁷	2,575(14)*10 ⁻¹⁶	1,648(86)*10 ⁻¹⁷
0,40000	4,051(56)*10 ⁻¹⁶	9,217(30)*10 ⁻¹⁷	7,516(25)*10 ⁻¹⁷	7,742(43)*10 ⁻¹⁷	2,549(14)*10 ⁻¹⁶	1,815(95)*10 ⁻¹⁷
0,42000	3,934(55)*10 ⁻¹⁶	9,510(31)*10 ⁻¹⁷	7,784(26)*10 ⁻¹⁷	8,023(44)*10 ⁻¹⁷	2,522(13)*10 ⁻¹⁶	1,986(10)*10 ⁻¹⁷
0,44000	3,826(53)*10 ⁻¹⁶	9,793(32)*10 ⁻¹⁷	8,045(26)*10 ⁻¹⁷	8,289(46)*10 ⁻¹⁷	2,495(13)*10 ⁻¹⁶	2,161(11)*10 ⁻¹⁷
0,46000	3,727(52)*10 ⁻¹⁶	1,007(33)*10 ⁻¹⁶	8,298(27)*10 ⁻¹⁷	8,541(47)*10 ⁻¹⁷	2,469(13)*10 ⁻¹⁶	2,341(12)*10 ⁻¹⁷
0,48000	3,635(50)*10 ⁻¹⁶	1,033(34)*10 ⁻¹⁶	8,544(28)*10 ⁻¹⁷	8,781(48)*10 ⁻¹⁷	2,442(13)*10 ⁻¹⁶	2,524(13)*10 ⁻¹⁷
0,50000	3,549(49)*10 ⁻¹⁶	1,058(35)*10 ⁻¹⁶	8,784(28)*10 ⁻¹⁷	9,009(50)*10 ⁻¹⁷	2,416(13)*10 ⁻¹⁶	2,710(14)*10 ⁻¹⁷
0,52000	3,470(48)*10 ⁻¹⁶	1,083(35)*10 ⁻¹⁶	9,017(29)*10 ⁻¹⁷	9,224(51)*10 ⁻¹⁷	2,390(13)*10 ⁻¹⁶	2,900(15)*10 ⁻¹⁷
0,54000	3,396(47)*10 ⁻¹⁶	1,106(36)*10 ⁻¹⁶	9,244(29)*10 ⁻¹⁷	9,429(52)*10 ⁻¹⁷	2,365(13)*10 ⁻¹⁶	3,092(16)*10 ⁻¹⁷
0,56000	3,327(46)*10 ⁻¹⁶	1,129(37)*10 ⁻¹⁶	9,465(30)*10 ⁻¹⁷	9,623(54)*10 ⁻¹⁷	2,340(12)*10 ⁻¹⁶	3,287(17)*10 ⁻¹⁷

Продолжение таблицы 2

Темпе- ратура МэВ	Н-3(д,п)He-4 <6V>, см ³ /с	Н-2(д,п)He-3 <6V>, см ³ /с	Н-2(д,р)Н-3 <6V>, см ³ /с	Н-3(т,2п)He-4 <6V>, см ³ /с	He-3(д,р)He-4 <6V>, см ³ /с	He-3(He-3,2р)He-4 <6V>, см ³ /с
0,58000	3,262(45)*10 ⁻¹⁶	1,152(38)*10 ⁻¹⁶	9,681(30)*10 ⁻¹⁷	9,807(55)*10 ⁻¹⁷	2,316(12)*10 ⁻¹⁶	3,484(18)*10 ⁻¹⁷
0,60000	3,201(44)*10 ⁻¹⁶	1,173(39)*10 ⁻¹⁶	9,891(31)*10 ⁻¹⁷	9,982(56)*10 ⁻¹⁷	2,293(12)*10 ⁻¹⁶	3,683(19)*10 ⁻¹⁷
0,62000	3,143(44)*10 ⁻¹⁶	1,194(39)*10 ⁻¹⁶	1,010(32)*10 ⁻¹⁶	1,015(57)*10 ⁻¹⁶	2,271(12)*10 ⁻¹⁶	3,884(20)*10 ⁻¹⁷
0,64000	3,090(43)*10 ⁻¹⁶	1,215(40)*10 ⁻¹⁶	1,030(33)*10 ⁻¹⁶	1,031(58)*10 ⁻¹⁶	2,249(12)*10 ⁻¹⁶	4,087(21)*10 ⁻¹⁷
0,66000	3,039(42)*10 ⁻¹⁶	1,235(41)*10 ⁻¹⁶	1,049(33)*10 ⁻¹⁶	1,045(59)*10 ⁻¹⁶	2,229(12)*10 ⁻¹⁶	4,291(22)*10 ⁻¹⁷
0,68000	2,992(41)*10 ⁻¹⁶	1,254(41)*10 ⁻¹⁶	1,068(34)*10 ⁻¹⁶	1,060(60)*10 ⁻¹⁶	2,212(12)*10 ⁻¹⁶	4,496(23)*10 ⁻¹⁷
0,70000	2,947(41)*10 ⁻¹⁶	1,273(42)*10 ⁻¹⁶	1,087(35)*10 ⁻¹⁶	1,073(60)*10 ⁻¹⁶	2,192(12)*10 ⁻¹⁶	4,703(24)*10 ⁻¹⁷
0,72000	2,904(40)*10 ⁻¹⁶	1,291(42)*10 ⁻¹⁶	1,105(35)*10 ⁻¹⁶	1,086(61)*10 ⁻¹⁶	2,174(11)*10 ⁻¹⁶	4,910(25)*10 ⁻¹⁷
0,74000	2,864(40)*10 ⁻¹⁶	1,309(43)*10 ⁻¹⁶	1,123(36)*10 ⁻¹⁶	1,098(62)*10 ⁻¹⁶	2,156(11)*10 ⁻¹⁶	5,118(27)*10 ⁻¹⁷
0,76000	2,826(39)*10 ⁻¹⁶	1,326(44)*10 ⁻¹⁶	1,141(37)*10 ⁻¹⁶	1,110(63)*10 ⁻¹⁶	2,138(11)*10 ⁻¹⁶	5,326(28)*10 ⁻¹⁷
0,78000	2,789(39)*10 ⁻¹⁶	1,343(44)*10 ⁻¹⁶	1,158(37)*10 ⁻¹⁶	1,121(63)*10 ⁻¹⁶	2,121(11)*10 ⁻¹⁶	5,535(29)*10 ⁻¹⁷
0,80000	2,755(38)*10 ⁻¹⁶	1,360(45)*10 ⁻¹⁶	1,175(38)*10 ⁻¹⁶	1,131(64)*10 ⁻¹⁶	2,105(11)*10 ⁻¹⁶	5,743(30)*10 ⁻¹⁷
0,82000	2,723(38)*10 ⁻¹⁶	1,376(45)*10 ⁻¹⁶	1,191(39)*10 ⁻¹⁶	1,141(65)*10 ⁻¹⁶	2,090(11)*10 ⁻¹⁶	5,953(31)*10 ⁻¹⁷
0,84000	2,692(37)*10 ⁻¹⁶	1,392(46)*10 ⁻¹⁶	1,207(39)*10 ⁻¹⁶	1,151(65)*10 ⁻¹⁶	2,075(11)*10 ⁻¹⁶	6,161(32)*10 ⁻¹⁷
0,86000	2,662(37)*10 ⁻¹⁶	1,407(46)*10 ⁻¹⁶	1,223(40)*10 ⁻¹⁶	1,160(66)*10 ⁻¹⁶	2,061(11)*10 ⁻¹⁶	6,370(33)*10 ⁻¹⁷
0,88000	2,634(36)*10 ⁻¹⁶	1,422(47)*10 ⁻¹⁶	1,238(40)*10 ⁻¹⁶	1,169(66)*10 ⁻¹⁶	2,047(11)*10 ⁻¹⁶	6,579(34)*10 ⁻¹⁷

Продолжение таблицы 2

Температура МэВ	H-3(d,n)He-4 <GV>, см ³ /с	H-2(d,n)He-3 <GV>, см ³ /с	H-2(d,p)H-3 <GV>, см ³ /с	H-3(t,2n)He-4 <GV>, см ³ /с	He-3(d,p)He-4 <GV>, см ³ /с	He-3(He-3,2p)He-4 <GV>, см ³ /с
0,90000	2,607(36)*10 ⁻¹⁶	1,437(47)*10 ⁻¹⁶	1,253(41)*10 ⁻¹⁶	1,177(67)*10 ⁻¹⁶	2,033(11)*10 ⁻¹⁶	6,787(36)*10 ⁻¹⁷
0,92000	2,581(36)*10 ⁻¹⁶	1,452(48)*10 ⁻¹⁶	1,268(42)*10 ⁻¹⁶	1,185(67)*10 ⁻¹⁶	2,020(11)*10 ⁻¹⁶	6,896(37)*10 ⁻¹⁷
0,94000	2,557(35)*10 ⁻¹⁶	1,466(48)*10 ⁻¹⁶	1,283(42)*10 ⁻¹⁶	1,192(68)*10 ⁻¹⁶	2,008(11)*10 ⁻¹⁶	7,202(38)*10 ⁻¹⁷
0,96000	2,534(35)*10 ⁻¹⁶	1,480(49)*10 ⁻¹⁶	1,299(43)*10 ⁻¹⁶	1,189(68)*10 ⁻¹⁶	1,998(11)*10 ⁻¹⁶	7,409(39)*10 ⁻¹⁷
0,98000	2,511(35)*10 ⁻¹⁶	1,493(49)*10 ⁻¹⁶	1,313(43)*10 ⁻¹⁶	1,206(69)*10 ⁻¹⁶	1,984(10)*10 ⁻¹⁶	7,616(40)*10 ⁻¹⁷
1,00000	2,490(34)*10 ⁻¹⁶	1,506(50)*10 ⁻¹⁶	1,327(44)*10 ⁻¹⁶	1,212(69)*10 ⁻¹⁶	1,973(10)*10 ⁻¹⁶	7,821(41)*10 ⁻¹⁷

Список литературы

1. Howerton R., Dye R., Mac Gregor M., Perkins S. LLNL Evaluated Charged-Particle Library (ECPL)//Report UCRL-50400. 1986. V.28.
2. Mc Nally J., Rothe K., Charp R. Fusion Reactivity Graphs and Tables for Charged Particle Reactions//Report ORNL TM-6914. 1979.
3. Caughlan G., Fowler W. Thermonuclear Reaction Rates V//At. Data and Nucl. Data Tabeles. 1988. V.40. N 2. P.283-334.
4. Козлов Б.Н. Скорости термоядерных реакций//Атомная энергия. 1962. Т.12. № 3. С. 238.
5. Путвинский С.В. О кинетике ядерных реакций в термоядерной плазме// Вопросы атомной науки и техники. Сер. Термоядерный синтез. 1988. № 2. С.3.
6. Гуськов С.Ю., Ильин Д.В., Левковский А.А., Розанов В.Б., Шерман В.Е. Сечения и скорости резонансных термоядерных реакций//Атомная энергия. 1987. Т.63. Вып.4. С.252.
7. Krauss A., Becker H., Trantvetter H., Rolfs C. //Nucl.Phys. 1987. V.A465. N 1. P.150-172.
8. Jarmie N., Brown R. //Nucl.Inst. and Meth. in Phys. Res. 1985. V. B10/11. P.405-410.
9. Krauss A., Becker H., Trauvetter H., Rolf C. //Z.Phys.A. 1987. V.A467. N 2. P.273-290.
10. Assenbaum H., Langanke K., Rolfs C. //Z.Phys.A. 1987. V.327. N 3. P.461-468.
11. Engsler S., Krauss A., Neldner K., Rolfs C., Schroder U., Langanke K. //Phys.Lett. 1988. V.202. N 2. P.179-184.
12. Абрамович С.Н., Гужовский Б.Я., Жеребцов В.А., Звенигородский А.Г. Ядерно-физические константы термоядерного синтеза. М.: ГК ИАЭ ССР, ЦНИИАтоминформ, 1989.

Статья поступила в редакцию 15.02.90 г.

УДК 621.039.5

ПРОБЛЕМЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ КОНСТАНТ
В ИНЖЕНЕРНЫХ РАСЧЕТАХ БЫСТРЫХ РЕАКТОРОВ

Е. Ф. Селезнев, Н. М. Григорьева

Всесоюзный научно-исследовательский институт АЭС, Москва

THE PROBLEM OF USING CONSTANTS IN ENGINEERING CALCULATIONS OF FAST REACTORS. Estimation of constant preparation algorithms in engineering codes and some requirements for them has been done.

В инженерных расчетах быстрых реакторов типа БН, в том числе и эксплуатационных, используются комплексы программ для нейтронно-физических расчетов реактора в двумерной (комплекс "URAN" для БН-600 [1]) или трехмерной геометрии (комплекс "MODERN" для БН-350 [2]). Необходимость представления информации о каждой сборке в реакторе определяет некоторые требования к таким комплексам. Это наличие информации о характеристиках сборки, следствием чего является необходимость организации топливного архива; привлечение специальных программ и методов расчета макросечений в расчетных точках модели реактора; наличие программ, обеспечивающих отслеживание характеристик реактора во времени; наличие большого количества сервисных программ, обеспечивающих доступ пользователя к входной, архивной и выходной информации. Все отмеченные качества комплексов тесно связаны между собой и практически определяют друг друга.

В данной работе на примере комплекса программ ГЕФЕСТ - трехмерных нейтронно-физических эксплуатационных расчетов реактора БН-600, аналогом которого является комплекс НФБН [3], мы хотели бы остановиться на одном из методов подготовки констант для инженерных расчетов.

Наиболее простой для пользователя является процедура подготовки констант в комплексе URAN, где используется каталог заранее подготовленных двухгрупповых макроконстант для различных зон реактора (до 60 зон) с использованием параметрических зависимостей от выгорания. Эта схема

подготовки констант обеспечивает быстроту и получение достаточно хороших интегральных результатов. Но отсутствие учета температур, ограниченная возможность оценки влияния спектра, наличие всего лишь 60 константных зон на почти 1000 сборок реактора, конечно же ограничивают проведение детальных оценок получаемого результата.

В комплексе *MODERN* решается уравнение переноса в одногрупповом диффузионном приближении с использованием системы пространственно-распределенных каталогов эффективных одногрупповых микроконстант.

Набор каталогов получается из многогруппового диффузионного расчета двумерной цилиндрической модели реактора эквивалентной исходной трехмерной, где с учетом всех ТВС, попавших в цилиндрическое кольцо, получают средние концентрации и на их основе в комплексе программ АРАМАКО [4] вычисляют заблокированные микросечения. На полученном в данном кольце спектре свертывают многогрупповые микросечения в одногрупповые.

Возможно объединение ТВС кольца в группы, расчет для них усредненных значений концентраций и заблокированных микросечений для этих групп, используя технологию программы *SYNTES* [5] работы с подзонами.

Число спектральных зон в комплексе ограничено комплексом АРАМАКО (около 100 зон). К методическим погрешностям комплекса, вносимым в определение констант, относятся погрешность из-за усреднения концентраций и температур сборок в кольце и использование для получения одногрупповых сечений сборок средних спектров кольца, а не сборки.

Подготовка микро- и макроконстант в комплексе НФБН имеет свои особенности, а именно:

- объединение однотипных сборок в группы, называемые видами, и непосредственный расчет сечений уже для средней по виду сборки, т.е. для усредненных по виду концентраций, температур, многогрупповых спектров;

- коррекция сечений упругого замедления на форму спектра внутри группы и сечений упругого рассеяния и замедления проводится на усредненных по виду многогрупповых спектрах.

Процессорное время подготовки сечений на ЭВМ ЕС-1055 (450 тыс. операций в секунду) составляет ≈ 4 с на расчетную точку. Использование констант, подготовленных для усредненной сборки, в конкретных сборках несет в себе погрешность этого метода расчета. Погрешность увеличивается при расчете поля энерговыделения, так как полученное на константах несущих погрешность метода поле нейтронов для получения энерговыделения умножается на микроконстанты деления и захвата так же усредненной сборки. Но

наибольшая погрешность в данном методе проявляется при расчетах концентраций нуклидов в выгорании, т.к. при этих расчетах "горит" не каждая конкретная сборка, а некая усредненная. Погрешности расчета выгорания превышают 10% и особенно велики в боковом экране реактора.

В комплексе ГЕФЕСТ используется иной способ подготовки констант. Цель его - использование истинной, а не усредненной информации по физическим параметрам среды в каждой расчетной точке. Основу способа составляет подготовка библиотеки блокированных микросечений как функции состава, глубины выгорания и температуры.

Из сравнения значения многогрупповых, блокированных микросечений нуклидов для основных топливных составов реактора следует, что наибольшие отклонения наблюдаются для σ_c^{238U} и достигают 9%. Поэтому необходимо различать микроконстанты для различных топливных составов реактора. С выгоранием топлива наиболее сильно изменяются микросечения в нижних группах (до 50%), но из-за жесткого спектра нейтронов в реакторе отклонения малогрупповых микросечений незначительны. Так для двугрупповых констант отклонения в первой группе отсутствуют для всех нуклидов и незначительны для второй группы (до 0,1%). Исключение составляют лишь осколки деления, для которых малогрупповые микросечения изменяются значительно в обеих группах ($\delta\sigma_c^1 \approx 6\%$, $\delta\sigma_c^2 \approx 10\%$). Но если микросечения делящихся нуклидов непосредственно используются в расчетах выгорания, то микросечения осколков непосредственно в расчетах не используются и участвуют лишь при определении макросечений. Если учесть, что микросечения захвата делящихся нуклидов и осколков сопоставимы, а выгорание составляет 4%, то отклонение микросечений в 10% приведет к отклонению в макросечениях лишь на 0,4%, а с учетом конструкционных материалов еще меньше.

Приведенные оценки потребовали создания библиотеки блокированных микросечений для основных топливных составов реактора: ЗМО, ЗСО, ЗБО, БЭ, ТЭ, пакет-имитатор, а для топливных составов активной зоны по три набора микросечений с глубиной выгорания 0,4,8%.

Библиотека многогрупповых блокированных микросечений насчитана с помощью комплекса программ АРАМАКО-СІ. Библиотека состоит из микросечений в стандартном энергетическом диапазоне (26 групп), для трех температур (300, 900, 2100°K) стандартного набора нуклидов реактора БН-600 и включает следующие типы микросечений: захвата, деления, размещения, транспортного увода, упругого рассеяния, упругих и неупругих переходов.

Алгоритм получения микро- и макросечений в каждой расчетной точке реактора состоит из:

- определения концентраций нуклидов в каждой расчетной точке реактора с учетом данных топливного архива;

- определения из теплогидравлического расчета реактора температур теплоносителя, конструкционных материалов и топлива в каждой расчетной точке реактора;

- выбора из библиотеки микросечений набора микросечений для каждой расчетной точки реактора с учетом принадлежности топливного состава этой точки одному из шести основных составов реактора, линейной интерполяции по выгоранию и логарифмической интерполяции по температуре;

- определения многогрупповых макроконстант в каждой расчетной точке реактора;

- коррекция сечения упругого замедления на форму спектра внутри группы на основе многогрупповых потоков нейтронов в каждой расчетной точке;

- определение малогрупповых микро- и макросечений через стандартную процедуру свертки многогрупповых сечений в новом групповом диапазоне с весом потоков.

Данный алгоритм позволяет оперативно (менее 1 с на точку на ЭВМ ЕС-1055) готовить константы для расчетов реактора, иметь погрешность определения энерговыделения ТВС менее 3% и переводить возмущения в реакторе на изменения констант в нестационарных процессах.

Сравнительные расчеты начала 19 микрокампаний реактора БН-600 показали, что комплекс ИФБН дал среднее отклонение в значениях энерговыделений ТВС активной зоны от эксперимента 3,8%, а комплекс ГЕФЕСТ лишь 2,7%.

В комплексе программ ГЕФЕСТ реализованы алгоритмы теории возмущений для расчета эффектов реактивности, имеется возможность проводить расчеты кинетики реактора в квазистатическом приближении. Эксплуатация комплекса выявила и некоторые требования к комплексу программ АРАМАКО, как к комплексу подготовки констант для расчета быстрых реакторов в СССР. Так в комплексе программ АРАМАКО-СИ отсутствует информация о запаздывающих нейтронах, что заставляет пользователя отыскивать эти данные в литературных источниках, что может отражаться на результатах расчета. Эта же проблема относится к сечениям для расчета чисел смещений на атом в конструкционных материалах.

Необходима детализация выходов осколков деления по нуклидному составу и уточнение сечений их радиационного захвата для улучшения результатов расчета эффектов выгорания, определения остаточного тепловыделения и уровня активности топлива. Необходимо уточнение сечений по натрию для корректных оценок пустотного эффекта реактивности.

Список литературы

1. Самсонов В.Г. Об одной конечно-разностной схеме решения уравнения диффузии в гексагональной геометрии//Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика и техника ядерных реакторов. 1985. Вып. 5. С. 41-46.
2. Хромов В.В., Гончаров Л.А., Апсэ В.А. Физика ядерно-энергетических установок /Под редакцией В.В.Хромова. М.: Энергоатомиздат, 1988.
3. Зизин М.Н. МФБН - комплекс программ для внештатных и эксплуатационных нейтронно-физических расчетов реактора типа БН-600 в трехмерной геометрии// Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика и техника ядерных реакторов. 1985. Вып. 9. С. 56-62.
4. Николаев М.И., Рязанов Б.Г., Савоськин М.М., Цибуля А.М. Многогрупповое приближение в теории переноса нейтронов. М.: Энергоатомиздат, 1984.
5. Селезнев Е.Ф. Аннотация программы SYNTES расчета реактора в двумерной геометрии.//Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика и техника ядерных реакторов. 1984. Вып. 6(43). С. 56.

Статья поступила 26.06.90 г.

СРЕДНЕГРУППОВЫЕ КОНСТАНТЫ ^{241}Pu В ОБЛАСТИ 0,1-21,5 кэВ

Н. Т. Кюмджиева, Н. Б. Янева

Институт ядерных исследований и ядерной энергетики,
София, Болгария

THE AVERAGE GROUP CONSTANTS FOR ^{241}Pu IN ENERGY REGION 0.1-21.5 keV. ^{241}Pu neutron constants have been calculated in the region of the unresolved resonances (0.1-21.5) keV using the multilevel R-matrix formalism.

Введение

Нейтронные данные тяжелых изотопов Pu необходимы для оптимизации технологий переработки топлива U-Pu цикла, а также для предсказания характеристик реакторов для АЭС. В последнее время усилия специалистов направлены на получение надежных физических моделей с целью, кроме достоверного описания наличных экспериментальных результатов, также и экстраполяции нейтронных сечений в области, где нет (или есть мало) экспериментальной информации [1].

В последние годы сделано несколько оценок [2,3,4] для ^{241}Pu в энергетической области неразрешенных резонансов. Все эти оценки осуществлены на основе одноуровневого формализма Брейга-Вигнера [5] с добавлением к резонансному сечению упругого рассеяния постоянного фона, который учитывает эффекты межрезонансной интерференции и вклад далеко отстоящих резонансов. В данной работе проведены расчеты нейтронных констант (средних нейтронных сечений, факторов резонансного самоэкранирования и их доплеровских приращений) ^{241}Pu . Использован многоуровневый формализм R-матричной теории ядерных реакций (приближение Рейха-Мура) [6] и с учетом статистических распределений средних резонансных параметров при использовании статистического метода Монте-Карло.

Средние резонансные параметры

В области неразрешенных резонансов для параметризации нейтронных сечений используются средние по энергии резонансные параметры, которые являются константами в данном энергетическом интервале (энергетической группе) и меняют свои значения при переходе в другую энергетическую группу. В этом смысле мы говорим об энергетической зависимости средних резонансных параметров.

Средние значения резонансных параметров из оценки JAERI [3], которые используются в этой работе, приведены к энергетическим интервалам БНАБ [7] методом линейной интерполяции.

Средняя радиационная ширина $\bar{\Gamma}_\gamma$ и радиус потенциального рассеяния R_C принимаются независимыми от энергии величинами. Для всех спиновых состояний $\bar{\Gamma}_\gamma = 0,4$ эВ и $R_C = 9,8$ фм (табл. 1).

Среднее расстояние между резонансами составного ядра со спином J^π имеет значение $D_J = \frac{2(2I+1)}{(2J+1)} D_{\text{набл}}$, где I - спин ядра мишени, J - спин составного ядра, $D_{\text{набл}}$ - среднее расстояние между резонансами, которое наблюдается в области низких энергий. Энергетическая зависимость для D_J начинается проявляться при $E_n \geq 4$ кэВ, и эта зависимость учитывается в $D_{\text{набл}}$ (табл. 2). Неучитывание энергетической зависимости $D_{\text{набл}}$ в энергетической группе (10-21,5) кэВ приводит к 2,4% понижению в среднем сечении радиационного захвата $\bar{\sigma}_\gamma$ и к 1,5% понижению в среднем сечении деления $\bar{\sigma}_f$.

Мы учитываем вклад p -резонансных состояний составного ядра как одно усредненное состояние по спину J . Это возможно, так как вклад p -резонансов в нейтронные сечения в рассматриваемой области сравнительно небольшой ($\approx 10\%$). Тогда среднее расстояние между p -резонансами мы получаем по формуле:

$$\bar{D}_{(p)} = \frac{1}{\sum_j \rho_j} = \frac{1}{\sum_j (1/D_j)}$$

где ρ_j - плотность резонансов составного ядра со спином J^π .

Силовые функции для s -состояний \bar{S}_0 и для p -состояний \bar{S}_1 сильно зависят от энергии. Их средние групповые значения мы получаем из оценки JAERI путем приведения к соответствующим энергетическим группам в системе БНАБ методом квадратичной интерполяции.

Средние делительные ширины тоже зависят от энергии величины. Мы пользовались той же самой процедурой получения значений делительных ширин для каждого состояния J^π составного ядра, как и для силовых функций. В процессе вычисления мы сохраняем отношение делительной ширины в одном спиновом состоянии к делительной ширине в каждом другом, как это принято в оценке JAERI. Так как мы учитываем вклад p -резонансов составного ядра как одно усредненное состояние по спиновым состояниям $J^\pi = 1^-, 2^-, 3^-, 4^-$, то $\bar{\Gamma}_{f(p)}$ получаем как среднее по делительным ширинам этих состояний. Все зависящие от энергии средние резонансные параметры представлены в табл. 2.

Степени свободы для нейтронных (ν_n), делительных (ν_f) и радиационных (ν_γ) ширин даны в табл. 1. Для s -резонансных состояний

составного ядра значения ν_n и ν_f не отличаются от других авторов [2]. Для обобщенного p -состояния мы принимаем $\nu_n=1$ и $\nu_f=1$. Вклад двух делительных каналов для состояния $J^\pi=2^+$ принимается равным, так как использование распределения Портера-Томаса для описания флуктуаций Γ_f оправдано лишь в случаях очень слабо или очень сильно различающихся относительных вкладов каналов, когда с равным основанием можно использовать целые значения ν нежели $\nu_{эф}$ [2]. Среднее число мгновенных нейтронов деления $\nu_n=2,913+0,149E_n$ согласно оценке JAERI.

Результаты и обсуждение

Расчеты проводились с использованием программы MNCARL [8]. Были рассчитаны средние по группам значения нейтронных сечений. Сечение радиационного захвата $\bar{\sigma}_\gamma$ и сечение деления $\bar{\sigma}_f$ рассчитывались с помощью процедуры, предложенной Лукьяновым с целью оптимизации вычислительного процесса. Запишем элементы K -матрицы в виде: $K_{nn} = A_1 + iA_2$, $K_{ff} = B_1 + iB_2$, $K_{nf} = C_1 + iC_2$. Тогда:

$$\bar{\sigma} = 4 - \frac{A_2 + 2N + B_2(N-M) + B_1Q}{|\Delta|^2} \quad (1)$$

$$\bar{\sigma}_f = 4 \frac{C_1^2 + C_2^2}{|\Delta|^2} \quad (2)$$

где:

$$N = A_2 B_2 + C_2^2$$

$$M = A_1 B_1 - C_1^2$$

$$Q = A_1 B_2 + B_1 A_2 - 2C_1 C_2$$

$$|\Delta|^2 = (1 + A_2 + B_2 + N - M)^2 + (A_1 + B_1 + Q)^2$$

Вычисление сечения с помощью формул (1)-(2) дает одинаковые результаты в сравнении с вычислениями при помощи элементов матрицы $(1-iK)$ [9].

Соответствующие факторы резонансного самоэкранирования f_t , f_f , f_γ и f_n и их доплеровские приращения $\Delta t^{1,2}$, $\Delta f^{1,2}$, $\Delta \gamma^{1,2}$ и $\Delta n^{1,2}$ рассчитывались для трех температур 300°C, 900°C и 2100°C, а также для значения сечения разбавления $\sigma_o = 1 \text{ б}$, 10 б, 100 б, 1000 б. Доплеровские приращения рассчитывались по формулам:

$$\Delta_1^1 = \frac{\sigma_i(900^\circ\text{C})f_i(900^\circ\text{C};\sigma_o) - \sigma_i(300^\circ\text{C})f_i(300^\circ\text{C};\sigma_o)}{\sigma_i(300^\circ\text{C})}$$

$$\Delta_1^2 = \frac{\sigma_i(2100^\circ\text{C})f_i(2100^\circ\text{C};\sigma_o) - \sigma_i(900^\circ\text{C})f_i(900^\circ\text{C};\sigma_o)}{\sigma_i(300^\circ\text{C})}$$

где $i=t, f, \gamma, n$. Все результаты вычисления представлены в табл. 5-8.

Как видно из табл. 2, энергетическая зависимость $\overline{\Gamma_{f(p)}}$ очень слабая. Расчеты показали, что неучитывание энергетической зависимости $\overline{\Gamma_{f(p)}}$ в энергетическом интервале (0,1+21,5) кэВ не оказывает влияния на значения средних сечений радиационного захвата, которые очень чувствительны к значениям средних делительных ширин. В этом случае $\overline{\Gamma_{f(p)}}$ вычислялось как среднее начальных значений делительных ширин всех каналов p -резонансов; $\overline{\Gamma_{f1}} = 960$ мэВ, $\overline{\Gamma_{f2}} = 270$ мэВ, $\overline{\Gamma_{f3}} = 600$ мэВ, $\overline{\Gamma_{f4}} = 230$ мэВ (см. JAERI [3]).

В. А. Коньшин и др. [10] рассчитывали парциальные вклады каждого спинового состояния J^π в средних сечениях деления и сечении радиационного захвата. Из этих расчетов видно, что сечение деления за счет спиновых состояний p -волны составляет около 1% от полного сечения деления при $E_n = 1$ кэВ. То же самое относится и к сечению радиационного захвата. Но при $E_n = 10$ кэВ эти вклады увеличиваются соответственно на 10% для $\overline{\sigma}_\gamma$ и на 20% для $\overline{\sigma}_f$. Тогда использование одного усредненного p -резонансного состояния в 11-ой энергетической группе приводит к 10% уменьшению в $\overline{\sigma}_\gamma$ и около 18% уменьшению в $\overline{\sigma}_f$. Поэтому мы ограничились использованием одного усредненного p -резонансного состояния до энергии $E_n = 2$ кэВ. Значения средних делительных ширин состояний $J^\pi = 1^-, 2^-, 3^-, 4^-$ в энергетических группах 13, 12 и 11 представлены в табл. 3.

В табл. 4 сравниваются расчетные групповые сечения этой работы с групповыми сечениями, полученными на основе полной системы оцененных данных [2]. Это единственные известные нам средние групповые сечения ^{241}Pu в энергетических интервалах БНАБ. Видно, что расчетные сечения радиационного захвата $\overline{\sigma}_\gamma$ данной работы находятся систематически выше групповых сечений Коньшина. Сравнение с единственными наличными экспериментальными данными Вестона [11] (рис. 1) показывает хорошее совпадение, за исключением 17-ой энергетической группы (100-215) эВ. Экспериментальные данные взяты из работы [3]. На рис. 2 сечение деления сравнивается с экспериментальными результатами.

Заключение

Рассчитаны средние групповые константы (средние нейтронные сечения, факторы резонансного самоэкранирования и их доплеровские приращения) на основе самосогласованного подхода к вычислению резонансной структуры нейтронных сечений. Средние групповые константы рассчитаны в энергетических группах в системе БНАБ.

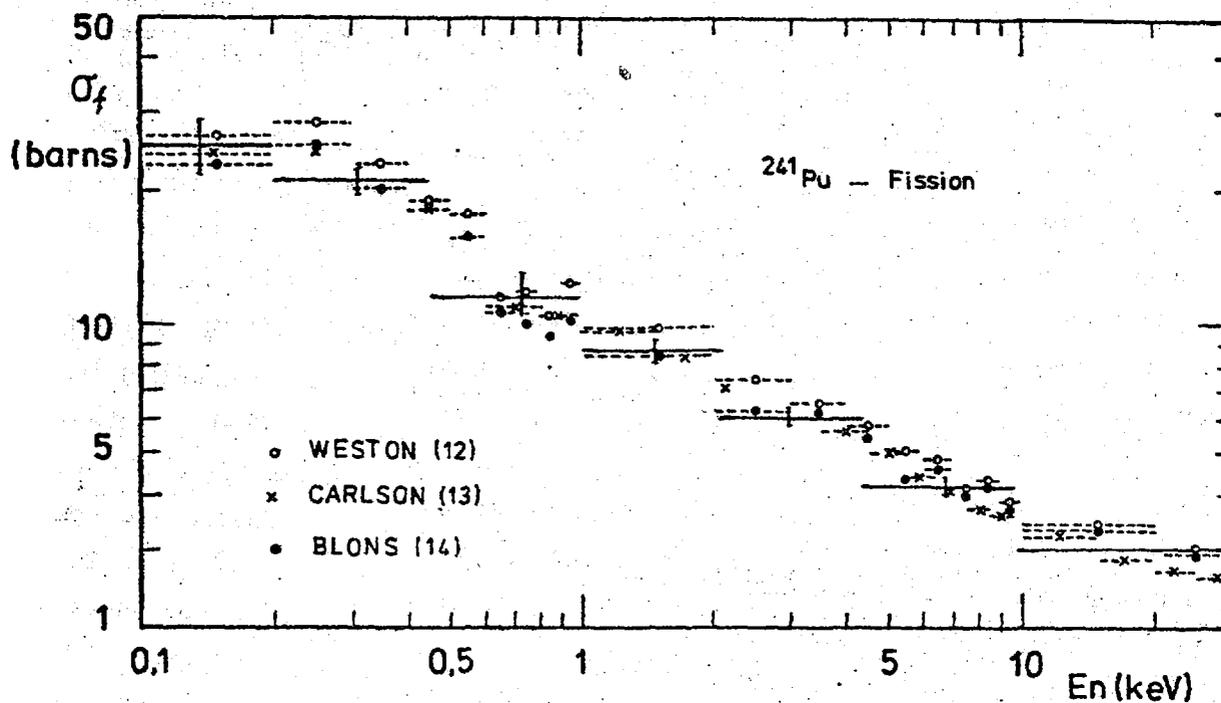


Рис.1. Расчетные групповые сечения радиационного захвата $\bar{\sigma}_\gamma$ (сплошная линия) в сравнении с экспериментальными данными

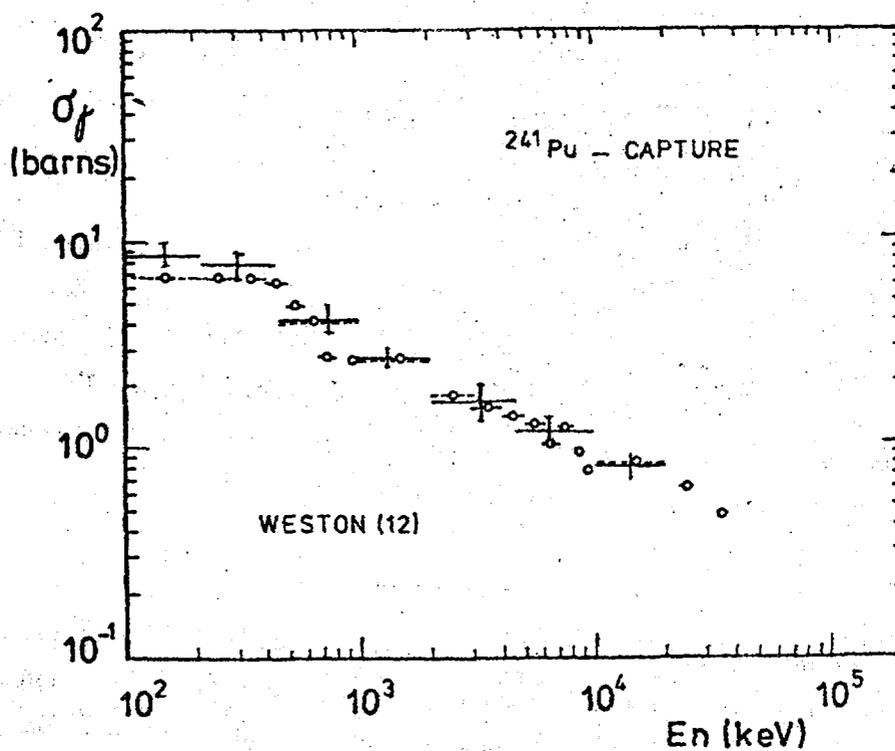


Рис.2. Расчетные групповые сечения деления $\bar{\sigma}_f$ (сплошная линия) в сравнении с экспериментальными данными

Таблица 1

Средние междурезонансные расстояния \bar{D}_J и степени свободы для нейтронных ν_n , делительных ν_f и радиационных ν_γ ширин для s - и p -резонансов составного ядра; l -орбитальный момент s - и p -нейтронов, J^π - спин и четность составного ядра, g_J - статистический фактор

l	J^π	g_J	ν_n	ν_f	ν_γ	R_c , ФМ	$\bar{\Gamma}_\gamma$, эВ
0	2^+	0.4167	1	2	∞	9.8	0.04
0	3^+	0.5833	1	1	∞	9.8	0.04
1	1^-	0.2500	1	2	∞	9.8	0.04
1	2^-	0.4167	2	2	∞	9.8	0.04
1	3^-	0.5833	2	2	∞	9.8	0.04
1	4^-	0.7500	1	2	∞	9.8	0.04

Таблица 2

Энергетическая зависимость силовых \bar{S}_0 и \bar{S}_1 , средних делительных ширин для s - ($\Gamma_{f(2^+)}$ и $\Gamma_{f(3^+)}$) и p -резонансов ($\Gamma_{f(p)}$) и $D_{\text{набл}}$

Группа	$\bar{S}_0 \cdot 10^{-4}$	$\bar{S}_1 \cdot 10^{-4}$	$\overline{\Gamma_{f(2^+)}}$, эВ	$\overline{\Gamma_{f(3^+)}}$, эВ	$\overline{\Gamma_{f(p)}}$, эВ	$D_{\text{набл}}$, эВ
17	1.0065	1.4832	1.1420	0.4913	0.6838	0.85
16	1.3376	1.9712	0.7962	0.4770	0.3425	0.85
15	1.0695	1.5761	0.8207	0.3531	0.4914	0.85
14	1.1474	1.6909	0.8356	0.3595	0.5004	0.85
13	1.1728	1.7283	0.9632	0.4144	0.5768	0.8415
12	1.1615	1.7116	1.0141	0.4363	0.6073	0.833
11	1.1446	1.6868	1.0272	0.4419	0.6158	0.8245

Таблица 3

Средние делительные ширины $\bar{\Gamma}_f$ для p-резонансных состояний выше $E_n=1$ кэВ

Группа	$J^\pi=1^-$	$J^\pi=2^-$	$J^\pi=3^-$	$J^\pi=4^-$
13	1.0752	0.3024	0.6720	0.2576
12	1.1320	0.3184	0.7075	0.2876
11	1.1467	0.3225	0.7166	0.2748

Таблица 4

Средние групповые сечения $\bar{\sigma}_t, \bar{\sigma}_f, \bar{\sigma}_\gamma$ и $\bar{\sigma}_n$

Группа	$\bar{\sigma}_t$, Барн		$\bar{\sigma}_f$, Барн		$\bar{\sigma}_\gamma$, Барн		$\bar{\sigma}_n$, Барн	
	/	Наст. работа	/	Наст. работа	/	Наст. работа	/	Наст. работа
17	46.747	48.391	26.006	26.040	6.872	8.651	13.869	13.700
		± 5.390		± 4.910		± 1.648		± 0.374
16	43.254	43.450	22.714	21.640	6.773	7.930	13.767	13.880
		± 3.678		± 1.776		± 1.031		± 1.143
15	30.234	29.320	12.718	11.440	3.920	4.260	13.596	13.620
		± 1.340		± 0.920		± 0.420		± 0.130
14	24.452	24.487	8.460	8.137	2.614	2.890	13.378	13.460
		± 0.338		± 0.120		± 0.146		± 0.153
13	21.145	21.067	6.421	6.003	1.606	1.844	13.102	13.220
		± 0.151		± 0.010		± 0.064		± 0.051
12	18.277	18.269	4.460	4.144	1.079	1.225	12.738	12.900
		± 0.072		± 0.041		± 0.018		± 0.034
11	16.132	16.169	3.249	2.954	0.697	0.825	12.186	12.390
		± 0.067		± 0.030		± 0.010		± 0.012

Таблица 5

Факторы резонансного самоэкранирования f_t и f_f

Группа	σ_0 , Барн	f_t			f_f		
		300°С	900°С	2100°С	300°С	900°С	2100°С
17	1	0.4495	0.4804	0.5185	0.5285	0.5752	0.6246
	10	0.5075	0.5422	0.5817	0.5919	0.6368	0.6822
	100	0.7051	0.7455	0.7823	0.7899	0.8234	0.8528
	1000	0.9224	0.9416	0.9550	0.9551	0.9656	0.9733
16	1	0.4731	0.5229	0.5752	0.5551	0.6216	0.6816
	10	0.5318	0.5827	0.6322	0.6209	0.6809	0.7330
	100	0.7320	0.7772	0.8131	0.8196	0.8552	0.8827
	1000	0.9336	0.9506	0.9616	0.9657	0.9742	0.9800
15	1	0.6248	0.6752	0.7150	0.6524	0.7156	0.7622
	10	0.6892	0.7365	0.7717	0.7204	0.7743	0.8129
	100	0.8632	0.8934	0.9129	0.8912	0.9169	0.9338
	1000	0.9766	0.9832	0.9870	0.9832	0.9879	0.9907
14	1	0.7250	0.7683	0.7995	0.7480	0.8016	0.8383
	10	0.7842	0.8216	0.8471	0.8061	0.8491	0.8779
	100	0.9200	0.9383	0.9493	0.9341	0.9509	0.9614
	1000	0.9880	0.9912	0.9930	0.9908	0.9934	0.9949
13	1	0.7943	0.8239	0.8434	0.8158	0.8534	0.8770
	10	0.8470	0.8708	0.8858	0.8645	0.8933	0.9109
	100	0.9520	0.9614	0.9668	0.9595	0.9692	0.9748
	1000	0.9934	0.9948	0.9956	0.9948	0.9961	0.9969
12	1	0.8523	0.8693	0.8791	0.8818	0.9045	0.9174
	10	0.8968	0.9094	0.9165	0.9180	0.9342	0.9433
	100	0.9726	0.9767	0.9788	0.9787	0.9833	0.9858
	1000	0.9966	0.9970	0.9974	0.9974	0.9981	0.9984
11	1	0.8910	0.8988	0.9028	0.9236	0.9340	0.9396
	10	0.9270	0.9323	0.9350	0.9492	0.9562	0.9601
	100	0.9824	0.9838	0.9846	0.9879	0.9897	0.9907
	1000	0.9976	0.9976	0.9976	0.9986	0.9988	0.9989

Факторы резонансного самоэкранирования f_γ и f_n

Таблица 6

Группа	σ_0 , барн	f_γ			f_n		
		300°С	900°С	2100°С	300°С	900°С	2100°С
17	1	0.4082	0.4822	0.5546	0.8883	0.8944	0.9004
	10	0.4676	0.5441	0.6142	0.9047	0.9108	0.9165
	100	0.6881	0.7564	0.8078	0.9483	0.9552	0.9607
	1000	0.9250	0.9487	0.9632	0.9874	0.9906	0.9925
16	1	0.4408	0.5261	0.5982	0.8392	0.8533	0.8664
	10	0.5037	0.5870	0.6532	0.8590	0.8723	0.8842
	100	0.7247	0.7876	0.8300	0.9181	0.9304	0.9398
	1000	0.9363	0.9560	0.9672	0.9780	0.9837	0.9872
15	1	0.5961	0.6844	0.7428	0.9032	0.9144	0.9223
	10	0.6684	0.7468	0.7964	0.9233	0.9330	0.9396
	100	0.8641	0.9044	0.9271	0.9697	0.9755	0.9790
	1000	0.9786	0.9859	0.9897	0.9952	0.9964	0.9970
14	1	0.7105	0.7764	0.8192	0.9167	0.9270	0.9335
	10	0.7745	0.8305	0.8628	0.9368	0.9453	0.9503
	100	0.9214	0.9444	0.9564	0.9786	0.9825	0.9846
	1000	0.9889	0.9925	0.9942	0.9970	0.9976	0.9980
13	1	0.7974	0.8426	0.8689	0.9274	0.9350	0.9396
	10	0.8502	0.8853	0.9051	0.9477	0.9535	0.9570
	100	0.9549	0.9669	0.9733	0.9849	0.9871	0.9883
	1000	0.9942	0.9958	0.9967	0.9981	0.9984	0.9986
12	1	0.8725	0.8975	0.9108	0.9385	0.9432	0.9458
	10	0.9111	0.9292	0.9387	0.9579	0.9613	0.9631
	100	0.9767	0.9820	0.9846	0.9894	0.9904	0.9909
	1000	0.9972	0.9978	0.9982	0.9987	0.9989	0.9989
11	1	0.9219	0.9332	0.9389	0.9493	0.9517	0.9528
	10	0.9479	0.9556	0.9596	0.9666	0.9682	0.9690
	100	0.9876	0.9895	0.9905	0.9922	0.9926	0.9928
	1000	0.9985	0.9988	0.9989	0.9991	0.9991	0.9992

Таблица 7

Допплеровские приращения факторов самоэкранировки

Группа	σ_0 , Барн	Δ_t^1	Δ_t^2	Δ_f^1	Δ_f^2
17	1	0.0309	0.0381	0.0467	0.0494
	10	0.0347	0.0395	0.0449	0.0454
	100	0.0404	0.0368	0.0335	0.0294
	1000	0.0192	0.0134	0.0105	0.0077
16	1	0.0503	0.0529	0.0671	0.0607
	10	0.0514	0.0501	0.0606	0.0528
	100	0.0459	0.0367	0.0364	0.0283
	1000	0.0179	0.0119	0.0094	0.0067
15	1	0.0500	0.0403	0.0626	0.0472
	10	0.0468	0.0357	0.0532	0.0393
	100	0.0296	0.0201	0.0249	0.0177
	1000	0.0059	0.0045	0.0038	0.0037
14	1	0.0430	0.0309	0.0534	0.0366
	10	0.0371	0.0251	0.0428	0.0287
	100	0.0179	0.0106	0.0166	0.0107
	1000	0.0028	0.0014	0.0024	0.0018
13	1	0.0296	0.0195	0.0376	0.0236
	10	0.0238	0.0150	0.0288	0.0176
	100	0.0094	0.0054	0.0097	0.0056
	1000	0.0014	0.0008	0.0013	0.0008
12	1	0.0170	0.0098	0.0227	0.0129
	10	0.0126	0.0073	0.0162	0.0091
	100	0.0040	0.0021	0.0046	0.0025
	1000	0.0005	0.0003	0.0006	0.0003
11	1	0.0078	0.0040	0.0104	0.0056
	10	0.0053	0.0032	0.0070	0.0039
	100	0.0014	0.0008	0.0018	0.0010
	1000	0.0000	0.0000	0.0002	0.0001

Таблица 8

Допплеровские приращения факторов самоэкранировки

Группа	σ_0 , барн	$\Delta \gamma^1$	$\Delta \gamma^2$	Δn^1	Δn^2
17	1	0.0740	0.0724	0.0061	0.0060
	10	0.0765	0.0701	0.0061	0.0057
	100	0.0665	0.0514	0.0069	0.0055
	1000	0.0237	0.0145	0.0032	0.0019
16	1	0.0864	0.0728	0.0853	0.0721
	10	0.0845	0.0670	0.0833	0.0662
	100	0.0646	0.0433	0.0629	0.0424
	1000	0.0217	0.0122	0.0197	0.0112
15	1	0.0870	0.0600	0.0112	0.0079
	10	0.0770	0.0514	0.0097	0.0066
	100	0.0386	0.0248	0.0058	0.0035
	1000	0.0054	0.0061	0.0012	0.0006
14	1				
	10	0.0548	0.0316	0.0085	0.0050
	100	0.0217	0.0113	0.0039	0.0021
	1000	0.0022	0.0010	0.0006	0.0004
13	1	0.0452	0.0263	0.0076	0.0046
	10	0.0351	0.0198	0.0058	0.0035
	100	0.0120	0.0064	0.0022	0.0012
	1000	0.0016	0.0009	0.0003	0.0002
12	1	0.0250	0.0133	0.0047	0.0026
	10	0.0181	0.0095	0.0034	0.0018
	100	0.0053	0.0026	0.0010	0.0005
	1000	0.0007	0.0003	0.0002	0.0000
11	1	0.0113	0.0057	0.0024	0.0011
	10	0.0077	0.0040	0.0016	0.0008
	100	0.0019	0.0010	0.0004	0.0002
	1000	0.0003	0.0001	0.0001	0.0000

Список литературы

1. Кузьминов Б. Д. Тенденция развития исследования по ядерным данным/ В кн.: Нейтронная физика. М., 1988. Т. 1. С. 41.
2. Коньшин В. А. Ядерно-физические константы делящихся ядер: Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1984.
3. Yasuki Kikuchi and Nobuo Sekine. Evaluation of Neutron Nuclear Data of ^{241}Pu for JENDL-2, JAERI-M 84-111, NEANDC(J) 102/U, INDC(JPN) 88/L.
4. ZZ ENDFB/4-GEN/R.
5. Breit G., Wigner E.P. //Phys. Rev. 1936. V. 49. P. 519.
6. Reine C.W., Moor M.S. //Phys. Rev. 1958, V. 111. P. 929.
7. Абагян Л. П., Базазянц Н. О., Николаев М. Н., Цибуля А. М. Групповые константы для расчета реакторов и защита. М.: Энергоатомиздат, 1984.
8. Бутцева Г. Л. и др. Библиотека программ обработки спектров для машин типа ЕС ЭВМ, Б-10-1-88-2. Дубна: ОИЯИ, 1988.
9. Vankov A. A. et al. //Nucl. Sci. Eng. 1987. V. 96. P. 122.
10. Коньшин В. А. и др. Оценка ядерных данных для ^{241}Pu в области энергии нейтронов 10^{-3} эВ - 15 МэВ. Часть 3: Препринт Института тепло- и массообмена им. А. В. Лыкова. Минск, 1979.
11. Weston L.W. and Todd J.H. //Nucl. Sci. Eng. 1978. V. 65. P. 454.
12. Carlson G.W., Behrens W. and Czirr J.B. //Nucl. Sci. Eng. 1977. V. 63. 149.
13. Blons J. //Nucl. Sci. Eng. 1973. V. 51. P. 130.

Статья поступила в редакцию 04.07.90 г.

ИССЛЕДОВАНИЕ НАТРИЕВОГО ПУСТОТНОГО ЭФФЕКТА РЕАКТИВНОСТИ
НА МОДЕЛИ ГЕТЕРОГЕННОЙ АКТИВНОЙ ЗОНЫ БОЛЬШОГО БЫСТРОГО РЕАКТОРА

С. П. Белов, П. В. Герасимов, В. А. Грабежной, А. В. Данилычев,
Э. С. Егорова, А. В. Жуков, В. Ю. Стогов

Физико-энергетический институт, г. Обнинск

INVESTIGATION OF SODIUM VOID REACTIVITY ON MODEL HETEROGENEOUS CORE OF LARGE FAST REACTOR. Consideration to the reliability of routine calculational codes for the prediction of sodium void effect of heterogeneous core is given.

В проблеме обеспечения безопасности быстрых реакторов важную роль играет изучение натриевого пустотного эффекта реактивности (НПЭР), величина которого для большого бридера типа БН-1600 может достигать $+(1,5 \pm 2,0)\% \Delta k/k$. Несмотря на маловероятность полного осушения реактора [1], важность исследования НПЭР как потенциального источника ввода положительной реактивности очевидна и определяет необходимость разработки соответствующих защитных мероприятий для каждой конкретной установки. В этом плане возможны два основных подхода к задаче:

- создание устройств, средств, технических решений, предотвращающих вскипание теплоносителя или уменьшающих объемы областей вскипания в рамках контролируемых или проектных аварий;

- создание активных зон, конфигурация и (или) состав которых, уменьшает величину положительности НПЭР в такой степени, чтобы проявление НПЭР в запроектной или гипотетической аварии не приводило к необратимым разрушительным последствиям.

Для второго подхода наиболее активно прорабатываемым решением является концепция гетерогенной активной зоны, включающей в себя внутренние области (зоны) воспроизводства - ВЗВ. Типичным представителем такой зоны может служить кольцевая зона [2] с толщинами ВЗВ, сопоставимыми с размерами ТВС "под ключ", т.е. 10-20 см.

Уменьшение положительной величины НПЭР при переходе к гетерогенной структуре активной зоны вызвано увеличением компоненты утечки в эффективности натрия. В качестве подтверждения этого факта на рис.1 приведены радиальные распределения компоненты утечки и полной эффективности элементарного столбика натрия (10^{24} яд/см³, 1 см², $H=N_{\text{акт зоны}}$) для реактора

мощностью 1600 МВт(э) с ВЗВ в виде центральной вставки из необогащенных двуокиси ($\gamma=8,6 \text{ г/см}^3$) и металлического урана ($\gamma=15 \text{ г/см}^3$). Из рассмотрения рис. 1 следует, что слоистая система из топлива и воспроизводящего материала может привести к преобладанию компоненты утечки над другими компонентами эффективности натрия. Анализ таких конфигураций проведен в работе [3]; критерии подбора толщин слоев топливных и воспроизводящих подзон исследовался, в частности в работе [4]. Параметрическое изучение перераспределения эффективности натрия по активной зоне с ростом степени гетерогенности показало потенциальную возможность уменьшения положительной величины НПЭР и создало предпосылки для разработки гетерогенных зон, удовлетворяющих как показателям воспроизводства, так и требованиям минимизации НПЭР [3,5].

Большинство расчетных исследований проводилось с использованием методов и программ, принятых в практике проектных разработок. С целью проверки точности прогнозов, предсказываемых такими расчетами, на критической сборке-модели реактора типа БН-1600 (критсборка БФС-46) проводились расчетно-экспериментальные исследования НПЭР для модели гетерогенной зоны кольцевого типа [6]. Элемент структуры критической сборки и расположение экспериментальных каналов показаны на рис.2. Измерения проводились методом медленных осцилляций для двух состояний активной зоны: исходная зона и зона с имитацией накопления плутония в ВЗВ.

Среднее значение реактивности в экспериментах определялось со статистической погрешностью не хуже, чем $(0,5 \pm 2,0) \cdot 10^{-5} \beta_{эф}$. Погрешность, связанная с воспроизведением результатов измерений НПЭР после переборки экспериментального канала, не превосходила $0,5 \cdot 10^{-5} \beta_{эф}$.

Расположение экспериментальных периодических ячеек, для которых блочки с натрием заменялись в каналах пустыми блочками, представлено на рис.3. Расположение натриевых блочков в ячейках приведено на рис.5-7.

С учетом предложений по гетерогенным активным зонам реакторов типа БН [2,3,5] для моделирования ВЗВ использовались блочки с металлическим обедненным ураном. Воспроизводство топлива имитировалось добавкой плутониевых блочков в эти зоны.

Расчетные исследования проводились с использованием аппарата линейной теории возмущений для одномерной и двумерной геометрий.

Результаты расчетных и экспериментальных исследований НПЭР представлены в табл.1-3 и на рис.4-7.

Таблица 1

НПЭР в канале "С" в зависимости от количества удаленных блоков натрия, 10^{-6} Ак/к

Номера ячеек	Количество удаленных блоков	Эксперимент	Расчет по теории возмущений		(Э-Р)/Э %
			1-мерный	2-мерный	
2 + 3	6 центральных	12,1+0,3	12,9	13,0	7
2 + 3	20	29,9+6,3	34,3	33,2	14
1+2+3+4	40	28,6+6,3	31,2	30,3	9

На рис. 4 изображено радиальное распределение эффективности натрия в центральной плоскости активной зоны (под эффективностью понимается, как обычно, изменение реактивности при внесении 10^{24} ядер какого-либо нуклида в 1 см^3 объема возле какой-либо точки пространства реактора); на рис. 5-7 приведены аксиальные распределения эффективности натрия по высоте сборки для различных каналов (наряду с непрерывными расчетными распределениями даны также гистограммы, полученные путем усреднения эффективности удаляемых блоков натрия с целью сопоставления расчетных и экспериментальных результатов).

Из рассмотрения кривых на рисунках следует, что расчетные оценки пространственных распределений эффективности натрия принципиально согласуются с результатами измерений как для топливных, так и для воспроизводящих областей, при этом абсолютная величина эффективности натрия и величины расхождений между расчетом и экспериментом возрастают при накоплении плутония в воспроизводящих зонах.

Учет влияния эффектов гетерогенности в ячейках на расчетные реакторные характеристики производился по одномерной программе, реализующей известный метод обобщенных вероятностей первых столкновений. При этом для последующего расчета всей критической сборки по двумерной программе из расчета гетерогенных плоско-параллельных решеток готовились гомогенизированные константы каждой физической зоны, в том числе и эффективные коэффициенты диффузии в направлениях вдоль слоев решетки и перпендикулярно слоям [7]. Эффекты гетерогенности, обусловленные резонансной самоэкранировкой сечений нуклидов в слоях, учитывались путем расчета гетерогенных резонансных блокировок микроконстант захвата и деления

(σ_s , σ_f) тех из наиболее важных нуклидов (^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu и т.п.), которые имеют существенное гетерогенное распределение в данной решетке, и вычислялись, исходя из соотношения эквивалентности гетерогенной и гомогенной сред [8]. Анализ эффекта гетерогенности на расчет эффективности натрия показал, что в ячейках, содержащих плутоний, на составляющую утечки приходится примерно половина эффекта гетерогенности, вторая половина отражает изменение спектральной компоненты через изменения чисел захватов и делений на сырьевых и делящихся нуклидах. В ячейках ВЗВ, не содержащих плутониевые блочки, поправка на составляющую утечки возрастает по отношению к поправкам на другие составляющие.

Сильная пространственная зависимость составляющей утечки в эффективности натрия недостаточно корректно описывается для гетерогенной зоны одномерной расчетной моделью. С этим связано увеличение расхождений на границах подзон, хотя в среднем отклонение расчетных и экспериментальных результатов находится в тех же пределах, что и для традиционных активных зон - 20% [7]. В целом расчет предсказывает более положительные значения НПЭР, что может быть объяснено неточностью расчета компоненты замедления в эффективности натрия.

Из приведенных выше результатов можно сделать следующие выводы:

1. Пространственное распределение эффективности натрия в БФС-46 с достаточной степенью точности может быть описано расчетными программами, реализующими теорию возмущений в 26-групповом представлении, которые используются в практике инженерного проектирования при оценке коэффициентов реактивности для реакторов типа БН. Отклонение составляет <20%, что вполне приемлемо для проектных целей.

2. Наибольшее расхождение, наблюдаемое для каналов с ярко выраженной пространственной и резонансной гетерогенностью, может быть уменьшено в реакторном расчете введением поправок на эффекты гетерогенности, учитывающих пространственную структуру ячеек и свойства различных блочков в них.

3. Проведенные исследования в целом подтверждают как надежность стандартных инженерных методов и расчетных программ в параметрических исследованиях НПЭР в гетерогенных активных зонах, так и правомерность прогнозов по возможности уменьшения НПЭР в зонах слоистой конфигурации. В свете обоснования быстрого реактора повышенной безопасности это усиливает внимание к гетерогенной концепции активных зон.

Таблица 2

Средняя эффективность 1см^3 натрия в БЭС-46 при отсутствии шутения в ВЗВ, 10^{-7} / 10^{24} ядер

Измеритель- ный канал	Номера ячеек в канале	Количество удаля- емых натриевых блочков	Эксперимент	Расчет по теории возмущений		
				Одномерный	Двумерный	Двумерный с учетом гетерогенности
I	2	3	4	5	6	7
A	8	2 центральных	-18.3 ± 1.0	-16.5	-16.5	-17.7
	8 + 9	8	-14.7 ± 0.5	-16.0	-15.7	-15.0
	7 + 10	8	-13.3 ± 0.4	-11.3	-12.4	-12.6
	II + I2	8	-6.4 ± 0.3	-5.6	-5.3	-5.7
B	8	2 центральных	-9.3 ± 0.5	-10.3	-9.7	-9.0
	8 + 9	8	-9.4 ± 0.6	-9.8	-9.6	-9.0
	7 + 10	8	-2.2 ± 0.4	-3.5	-3.0	-
	II + I2	8	-0.3 ± 0.3	-0.8	-0.7	-
C	2 + 3	6 центральных	-12.7 ± 0.3	-13.6	-13.6	-13.8
	2 + 3	20	-9.4 ± 0.2	-10.8	-10.0	-9.3
	I + 4	20	-0.2 ± 0.2	-0.11	-0.15	-
D	8	2 центральных	-23.9 ± 0.2	-21.6	-22.1	-22.4
	8 + 9	8	-17.3 ± 0.3	-18.2	-18.0	-17.0
	7 + 10	8	-14.9 ± 0.5	-13.1	-13.7	-
E	8	2 центральных	-13.5 ± 2.0	-15.0	-15.1	-14.0
	8 + 9	8	-14.0 ± 1.0	-14.7	-14.6	-13.8
	7 + 10	8	-7.9 ± 0.3	-9.82	-9.5	-8.7
F	2 + 3	6 центральных	-8.0 ± 0.4	-9.2	-8.1	-7.0
	2 + 3	20	-5.4 ± 0.3	-6.72	-6.1	-5.6
G	5	4	$+3.2 \pm 0.8$	+3.3	+3.5	+3.0
	6 + 7	7	$+3.2 \pm 0.6$	+3.2	+3.3	+3.1
H	5	4	$+8.4 \pm 2.0$	+7.5	+7.7	+7.8
	6 + 7	7	$+7.3 \pm 1.6$	+7.1	+7.0	+7.5

Таблица 3

Средняя эффективность $k_{\text{см}}^3$ натрия в БЭС-46 при имитации накопления плутония в ВЗВ, 10^{-7} / 10^{24} ядер

Измеритель- ный канал	Номера ячеек в канале	Количество удаляе- мых натриевых блочков	Эксперимент	Расчет по теории возмущений		
				Одномерный	Двумерный	Двумерный с учетом гетерогенности
А	3 + 4	12	-32.0 ± 1.2	-33.3	-33.0	-32.6
	1+2+5+6	24	-13.1 ± 0.7	-14.9	-14.6	-13.8
В	3 + 4	12	-26.6 ± 0.9	-25.0	-25.1	-26.0
	1+2+5+6	24	-7.0 ± 0.4	-10.0	-9.1	-8.5
С	2 + 3	10 центральных	-19.3 ± 1.1	-21.4	-20.8	-20.3
	2 + 3	20	-16.8 ± 0.5	-17.8	-17.3	-17.0
	1 + 4	20	$+1.4 \pm 0.6$	+1.2	+1.2	-
Е	3 + 4	12	-28.5 ± 0.6	-24.2	-24.6	-27.1
	1+2+5+6	24	-8.4 ± 0.12	-9.82	-9.8	-
F	2 + 3	10 центральных	-4.3 ± 0.8	-8.5	-7.0	-5.2
	2 + 3	20	-2.5 ± 0.8	-5.8	-5.0	-
	1 + 4	20	$+5.7 \pm 0.6$	+4.6	+4.8	-

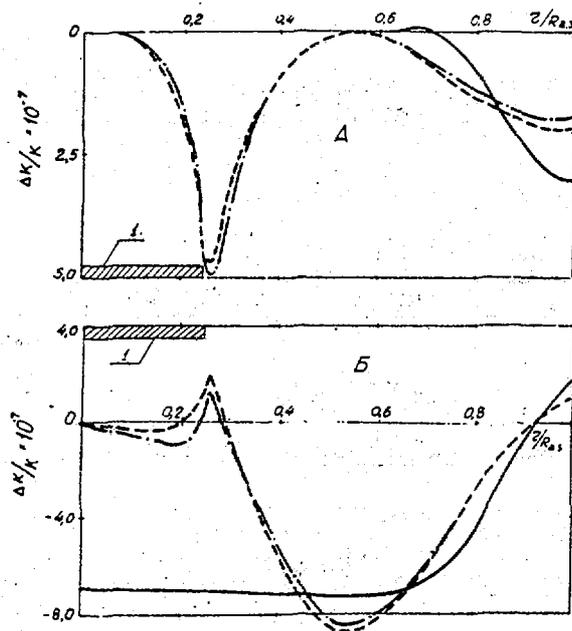


Рис.1. Распределение составляющей утечки (А) в эффективности натрия (Б) по радиусу активной зоны большого реактора: — традиционная компоновка; - - - активная зона с центральной ВЗВ (1) на основе обедненных двуокиси и металлического урана соответственно

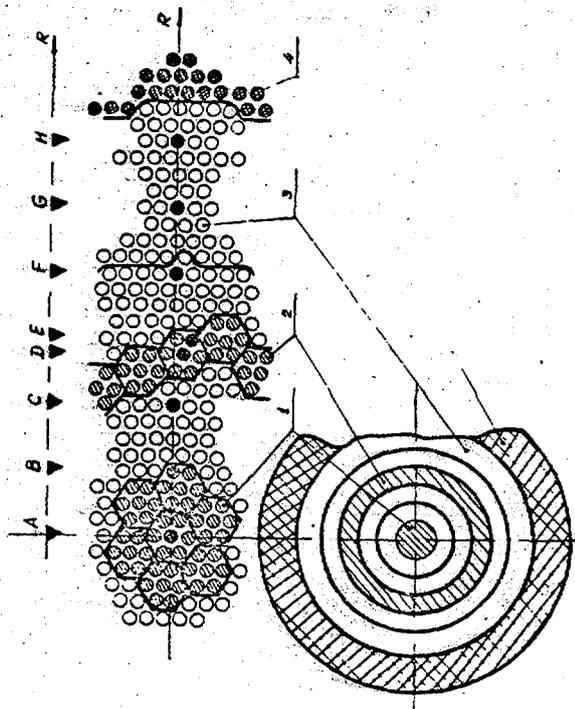


Рис.2. Расположение БЗВ и экспериментальных каналов (А,В,С,Д,Е,Ф,Г,Н) в критборке БФС-46

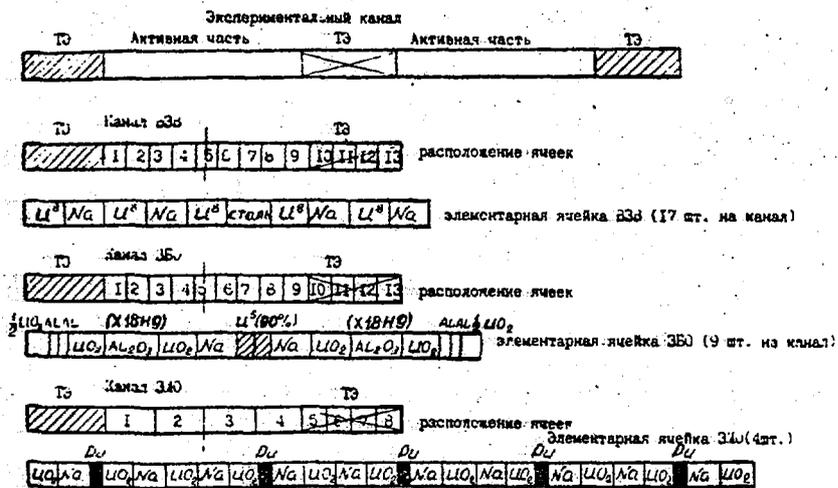


Рис.3. Структура экспериментальных каналов для измерения пустотного эффекта

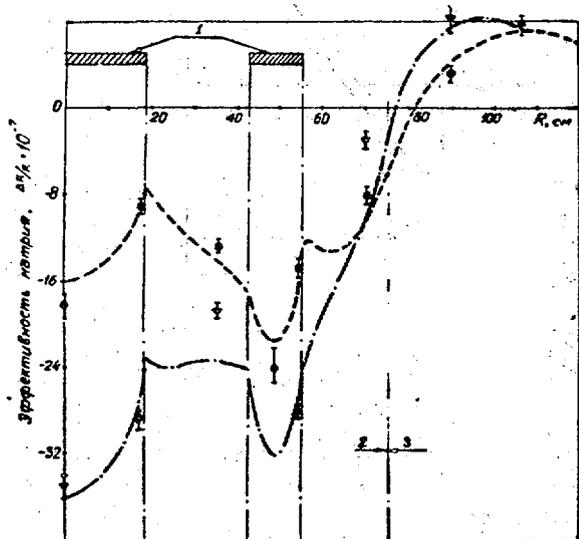


Рис.4. Радиальное распределение эффективности натрия в центральной плоскости критсборки: Φ - исходное состояние (эксперимент, расчет); Ψ - состояние с плутонием в ВЗВ (эксперимент, расчет); 1 - внутренние зоны воспроизводства, 2 - ЗМО, 3 - ЗБО

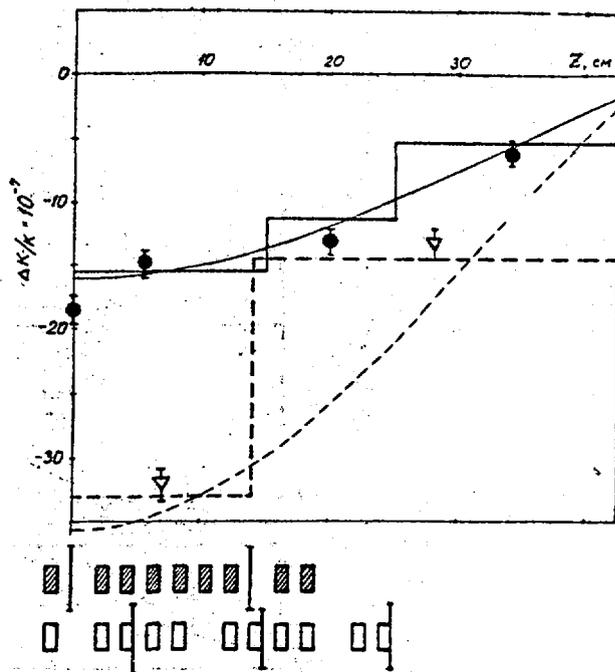


Рис.5. Аксиальное распределение эффективности $1 \text{ см}^3 \text{ Na}$ (10^{24} яд) по каналу "А": расположение блочков Na в ячейке [I]. I: \square - без плутония, hatched - с плутонием; Φ - без плутония в ВЗВ, Ψ - с плутонием в ВЗВ

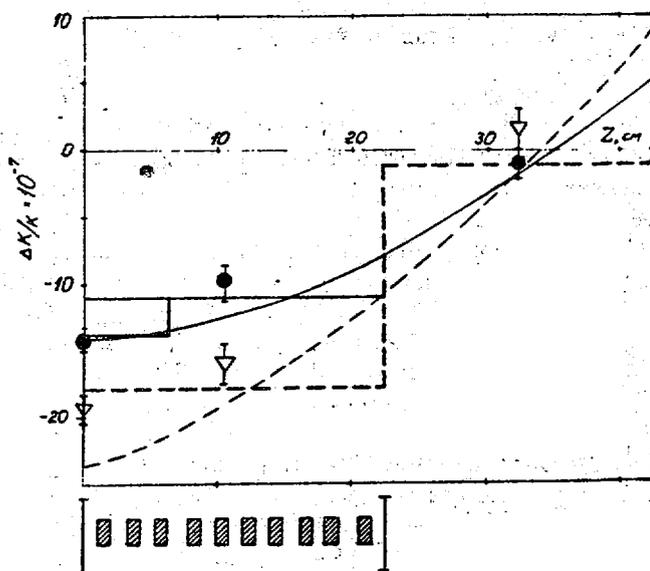


Рис.6. Канал "С" (ЗМО): Φ - без плутония в ВЗВ; Ψ - с плутонием в ВЗВ

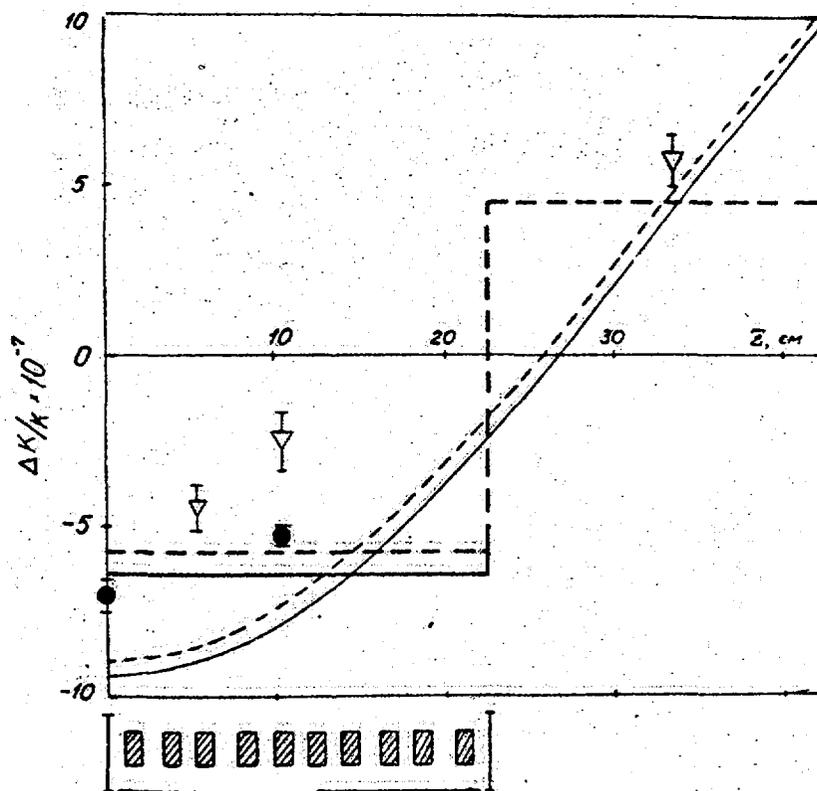


Рис.7. Канал "F" (граница с ЗВО): ∇ — без плутония в ВЗВ; ∇ ,
 --- с плутонием в ВЗВ

Список литературы

1. Багдасаров Ю.Е., Букша Ю.К., Владыков Г.М. и др. Опыт эксплуатации и подход к оценке безопасности будущих быстрых реакторов в СССР/Proceedings of the LMFBR Safety Topical Meeting. V.1.Lion. 1982. P.1-289.
2. Бобров С.Б., Данилычев А.В., Елисеев В.А. и др. Пути развития быстрых энергетических реакторов с высоким коэффициентом воспроизводства// Атомная энергия. 1983. Т.54. В.4. С.269.
3. Данилычев А.В., Матвеев В.И., Шафрыгин Б.Ф. Концепция гетерогенной активной зоны. Ч.2. Параметры безопасности: Обзор. М.: ШНИИатоминформ, 1984.
4. Tzanos C., Barthold W.P. Design Considerations for Large Heterogeneous an Liquid-Metal Fast Breeder Reactors//Nuclear Technology, 1977, v.36, p.262.
5. Данилычев А.В., Матвеев В.И., Пшакин Г.М. и др. Некоторые вопросы безопасности гетерогенной активной зоны в связи с комплексной оптимизацией параметров быстрых реакторов//Вопросы безопасности и надежности при оптимизации ядерных энергетических установок. Горький, 1985. С.29.
6. Белов С.П., Герасимов П.В., Данилычев А.В. и др.//Атомная энергия. 1986. Т.61. Вып.5. С.331.
7. Грабежной В.А., Коробейников В.В. Исследование анизотропии диффузии в решетках быстрых критических сборок/Тезисы докладов IV Всесоюзного семинара по проблемам физики реакторов. М., 1985.
8. Жуков А.В., Грабежной В.А. О применении соотношения эквивалентности при подготовке групповых констант гетерогенных сред/Сборник докладов по программам физического расчета быстрых реакторов. Димитровград, 1975.

Статья поступила в редакцию 24.04.90 г.

ТЕСТИРОВКА СЕЧЕНИЙ ЗАХВАТА НЕКОТОРЫХ ЛАНТАНОИДОВ -
ПРОДУКТОВ ДЕЛЕНИЯ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ НА БЫСТРЫХ КРИТСБОРКАХ

С. М. Бедняков, Г. Н. Мантуров

Физико-энергетический институт, Обнинск, СССР

К. Дитце

Центральный институт ядерных исследований, ГДР

CAPTURE CROSS-SECTIONS TESTING OF SOME LANTANIDES-FISSION PRODUCTS IN EXPERIMENTS ON FAST CRITICAL ASSEMBLIES. A central reactivity worths of rare-earth elements-fission products ^{141}Pr , $^{143,145}\text{Nd}$, ^{149}Sm has been measured on a set of fast critical assemblies.

^{141}Pr , $^{143,145}\text{Nd}$ capture cross-sections has been corrected in agreement with results of differential measurements. A good degree of the experiments description has been achieved by using of JENDL-1 evaluation for ^{149}Sm . Intercomparison of this work results and foreign analogous data has been performed.

На серии быстрых критическихборок БФС, КБР (СССР, Обнинск) и SEG (ГДР, Россендорф) в рамках программы тестировки оцененных данных по сечениям радиационного захвата, наиболее важных для быстрых реакторов стабильных продуктов деления, были проведены измерения центральных коэффициентов реактивности (ЦКР) четырех изотопов лантаноидов - ^{141}Pr , $^{143,145}\text{Nd}$ и ^{149}Sm . На эти изотопы приходится около 12% нейтронов, поглощаемых всеми продуктами деления в спектре быстрого реактора.

Нейтронные спектры быстрых критическихборок, на которых были измерены ЦКР, позволяют провести тестировку нейтронных данных в диапазоне энергий 1-1000 кэВ. ЦКР измерялись методом возмущения реактивности борок образцами $85\% \text{Pr}_2\text{O}_3 + 15\% \text{Pr}_2\text{O}_3$, Nd_2O_3 и Sm_2O_3 с изотопной чистотой: ^{141}Pr - 100%, ^{143}Nd - 83,2%, ^{145}Nd - 84,8%, ^{149}Sm - 96,9%.

В тестировке использовалось отношение ЦКР этих изотопов P_i к ЦКР ^{10}B P_{10} . Подробное описание методики анализа данных дано в работах [1,2]. Отметим, что расчет ЦКР образцов изотопов лантаноидов проводился с константами, полученными на основе файлов оцененных данных важнейших продуктов деления [3].

Эксперименты были проведены на 14 критических бороках, краткая информация о которых представлена в табл.1.

Таблица 1

Некоторые характеристики анализируемых сборок

Наименование сборки	Топливо	Обогащение, %	Доля нейтронов в спектре с $E_n < 10$ кэВ, %	P10/P235 расч.	P1/P235 эксп.
БФС-45А-1	UO_2	21	4,7	-1,10	0,175±0,003
БФС-45Б-1	UO_2	21	5,3	-1,10	0,213±0,003
БФС-47-5	$(Pu-U)O_2$	21	4,2	-0,88	0,055±0,002
БФС-49-1	$(Pu-U)O_2$	12	5,4	-0,66	-0,0020±0,0005
БФС-49-2	$(Pu-U)O_2$	12	13,1	-0,92	0,0770±0,0004
БФС-49-3	$(Pu-U)O_2$	12	11,3	-1,02	0,042±0,001
БФС-49-4	$(Pu-U)O_2$	12	6,7	-0,72	0,024±0,001
БФС-51-1	U	36	0,4	-0,72	0,316±0,003
БФС-55-1	$Pu-U$	10	2,4	-0,60	-0,093±0,002
КБР-10	UO_2	90	16,0	-1,54	-
КБР-12	UO_2	16	15,1	-1,35	-
КБР-13	UO_2	19	13,0	-1,29	-0,015±0,001
КБР-15	UO_2	90	16,7	-1,85	-
SEG-V	U	36	18,4	-1,62	-0,004±0,001
СТЕК-500	U	90	6,2	-1,46	-
СТЕК-1000	U	90	13,5	-2,53	-
СТЕК-2000	U	90	18,5	-3,48	-

Дополнительно к этому набору были привлечены доступные для нас данные, полученные на серии критсборок СТЕК (Голландия) [4-7], а также результаты активационных измерений на сборке CFRMF (США) [8].

При сравнении рассчитанных и измеренных величин $r^1 = P1/P10$ изотопов лантаноидов первоначально были отмечены сильные различия величин расчетно-экспериментальных расхождений $\delta^1 = (r^1 - r_p^1)100/r_p^1$ от сборки к сборке: большие различия в близких по спектру сборках и отсутствие плавных зависимостей величин δ^1 от спектраборок. Это удобно проследить на примере ^{149}Sm , с которым проведено наибольшее количество экспериментов. На рис.1 приведена зависимость величины δ^{149} от доли нейтронов ϵ в спектре с $E_n < 10$ кэВ. Видно наличие значительных скачков в зависимости δ^{149} от ϵ . Объяснение этому было найдено в том, что использованные образцы лантаноидов, в том числе и ^{149}Sm , содержали гигроскопическую или кристаллическую влагу. Подтверждением этому является (см. рис.2) ярко

выраженная зависимость величины δ^{149} от значения $P1/P235$, где $P1$ и $P235$ - измеренные коэффициенты реактивности водорода и ^{235}U . Расчетные значения ЦКР ^{149}Sm на рис. 1 и 2 получены на основе оцененных нейтронных сечений [9].

Опираясь на достаточно очевидные предпосылки о том, что зависимость $\delta^1(\epsilon)$ должна быть плавной, а зависимости $\delta(P1/P235)$ не должно существовать, а также, используя экспериментальные величины $P1/P235$, удалось оценить количество находившейся в образцах влаги. В результате было установлено, что в образцах нуклидов ^{141}Pr , $^{143,145}\text{Nd}$, ^{149}Sm содержалось соответственно 1,8%, 10%, 5,5% и 4,4% (массовых) влаги. Реперными точками для большей надежности этой оценки служили экспериментальные данные, полученные в сборках с $P1 \approx 0$ (БФС-49-1 и SEG-V). На рис. 1 и 2 приведены также величины δ^{149} , поправленные на наличие влаги в образцах ^{149}Sm . Критерием надежности определения содержания влаги в образцах может служить согласованность с данными, полученными на нескольких критсборках с "сухими" образцами ^{149}Sm , принадлежащими ЦИЯИ АН ГДР (см. рис.2).

На рис.3-6 представлены результаты сравнения расчетных и экспериментальных величин $P1/P10$ исследованных нуклидов. Основные результаты этого сравнения приведены ниже.

Празеодим-141. Среднее расхождение эксперимента и расчета с использованием групповых сечений, полученных из файлов [3], составляет $\bar{\delta} = (+36 \pm 2)\%$. Для устранения этого расхождения необходимо поднять сечения захвата ^{141}Pr в области 1 ± 1000 кэВ на 50-60%. На рис.7 представлены имеющиеся экспериментальные данные по измерению средних сечений захвата для ^{141}Pr в области энергий 1 ± 1000 кэВ. Там же приведены среднегрупповые сечения, полученные из файлов [3], а также откорректированные по результатам настоящих реактивных измерений. Как видно на рис.7, результаты корректировки расходятся с результатами дифференциальных измерений сечений. Отметим, что экспериментальные данные, полученные на сборках STEK-500, -1000 и -2000, противоречат данным настоящей работы, так как они ниже расчетов на 90-150%. Что касается активационных измерений сечения захвата ^{141}Pr на сборке CFRMF, то превышение расчетного значения $\sigma_c^{141} / \sigma_a^{140}$ над экспериментальным составляет около 12%.

Неодим-143, 145. Среднее расхождение эксперимента и расчета с использованием сечений, полученных из файлов [3], составляет для ^{143}Nd $\bar{\delta} = (-18 \pm 3)\%$, а для ^{145}Nd $\bar{\delta} = (-12 \pm 3)\%$. Из этого следует, что результаты реактивных измерений требуют понижения сечений захвата $^{143,145}\text{Nd}$ в среднем примерно на 10%. Точность дифференциальных измерений сечений захвата ядер-продуктов деления хуже или около 10%, что позволяет

откорректировать сечения и согласовать результаты интегральных и дифференциальных экспериментов (см. рис.8,9). Данные, полученные для ^{143}Nd на сборках STEK-500 и -1000, существенно отличаются от данных настоящей работы и противоречат друг другу. Данные, полученные на STEK-2000, хорошо согласуются с данными сборки SEC-V, близкой ей по спектру нейтронов. Для ^{145}Nd наблюдается хорошее согласие данных STEK-1000 и -2000 с данными настоящей работы, тогда как данные STEK-500 им противоречат.

Самарий-149. Как видно из рис.6, среднее расхождение эксперимента и расчета с использованием сечений, полученных из файлов [3], составляет $\bar{\delta}=(-14\pm 2)\%$. На рис.10 представлены результаты дифференциальных измерений сечений захвата ^{149}Sm . Там же приведены среднегрупповые сечения, полученные из файла JENDL-1 [10], которые очень хорошо описывают реактивные измерения. Расхождение эксперимента и расчета P149/P10 в сборке STEK-2000 близко к таковому для SEC-V и соответствует данным настоящей работы. Данные STEK-500 и -1000 показывают несколько меньшее превышение рассчитанных величин P149/P10 над измеренными. Однако с учетом погрешностей они не противоречат этим результатам.

Оцененные погрешности сечений захвата исследованных ядер-продуктов деления приведены в табл.2.

Таблица 2

Погрешности откорректированных и оттестированных сечений захвата (%)

Энергетический интервал	Н У К Л И Д		
	^{143}Nd	^{145}Nd	^{149}Sm
0,8-1,4 МэВ	15	15	10
0,1-0,8 МэВ	10	10	7
1-100 кэВ	10	10	7

Проведенная тестировка последней оценки ФЭИ сечений захвата лантаноидов-продуктов деления [3] по результатам реактивных измерений позволила:

- обнаружить существенное противоречие данных настоящей работы результатам дифференциальных экспериментов для ^{141}Pr ;
- откорректировать сечения захвата изотопов $^{143,145}\text{Nd}$, при этом не входя в противоречие с результатами дифференциальных данных;
- установить хорошую степень описания измеренных ЦКР ^{149}Sm расчетами на основе оценки JENDL-1;
- отметить хорошую согласованность данных настоящей работы и реактивных экспериментов, выполненных на сборках STEK, для ^{149}Sm и $^{143,145}\text{Nd}$.

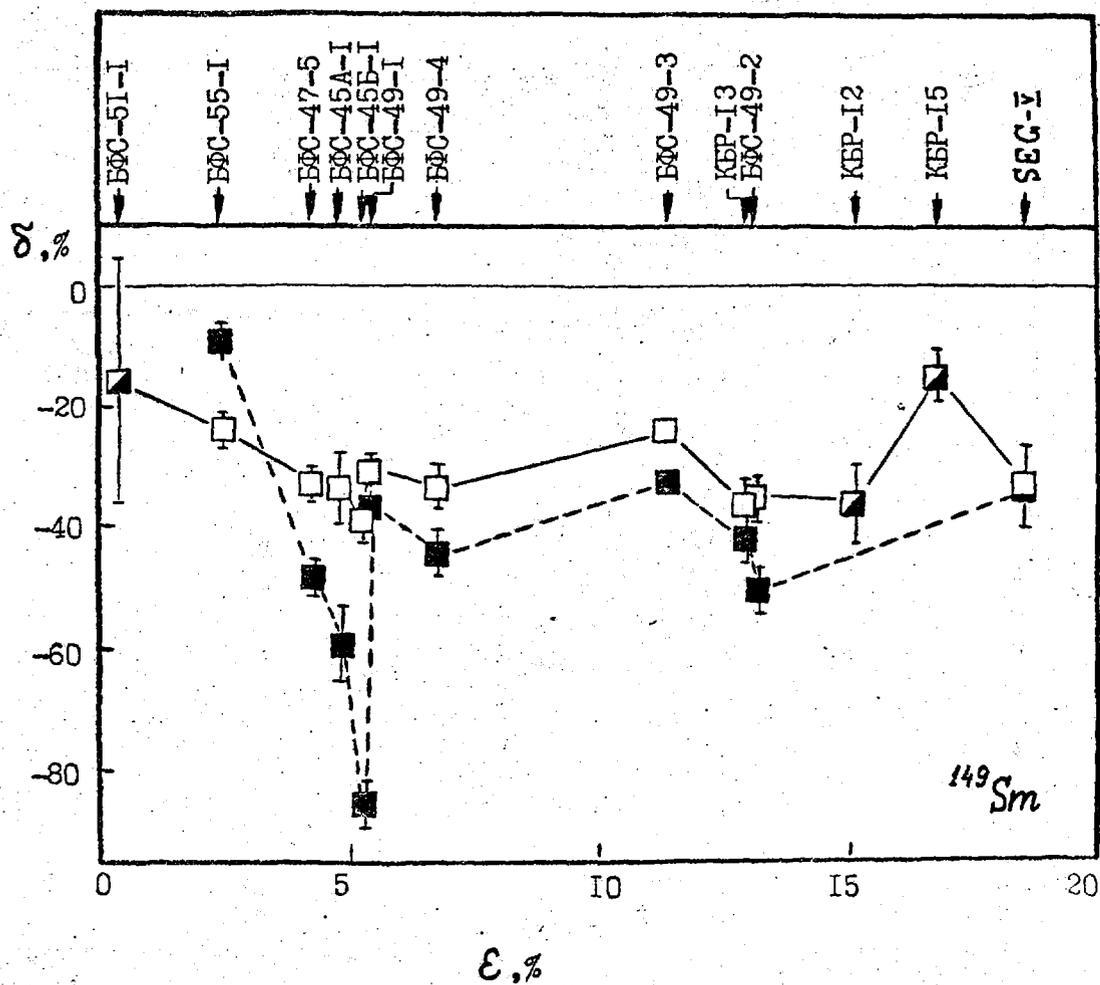


Рис. 1. Расхождение экспериментальных и расчетных отношений коэффициентов реактивности ^{149}Sm и ^{10}B P143/P10 в предположении отсутствия влаги в образцах (■) и с ее учетом (□), ■ - измерения с сухими образцами ЦИАИ АН ГДР

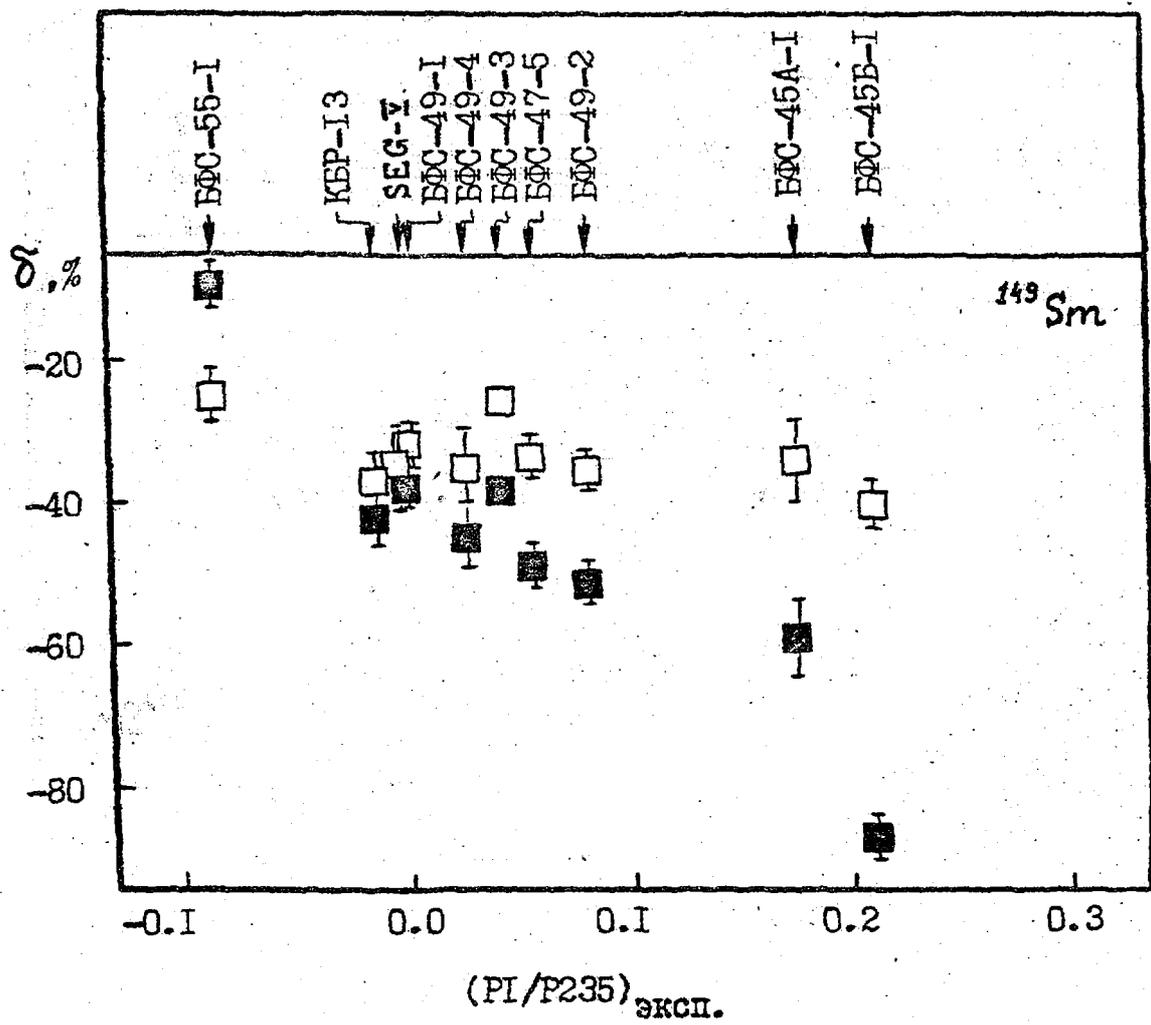


Рис.2. Зависимость расхождений эксперимента и расчета величин P_{149}/P_{10} от реактивности водорода в сборках:
 ■ - в предположении отсутствия влаги в образцах;
 □ - с учетом влаги

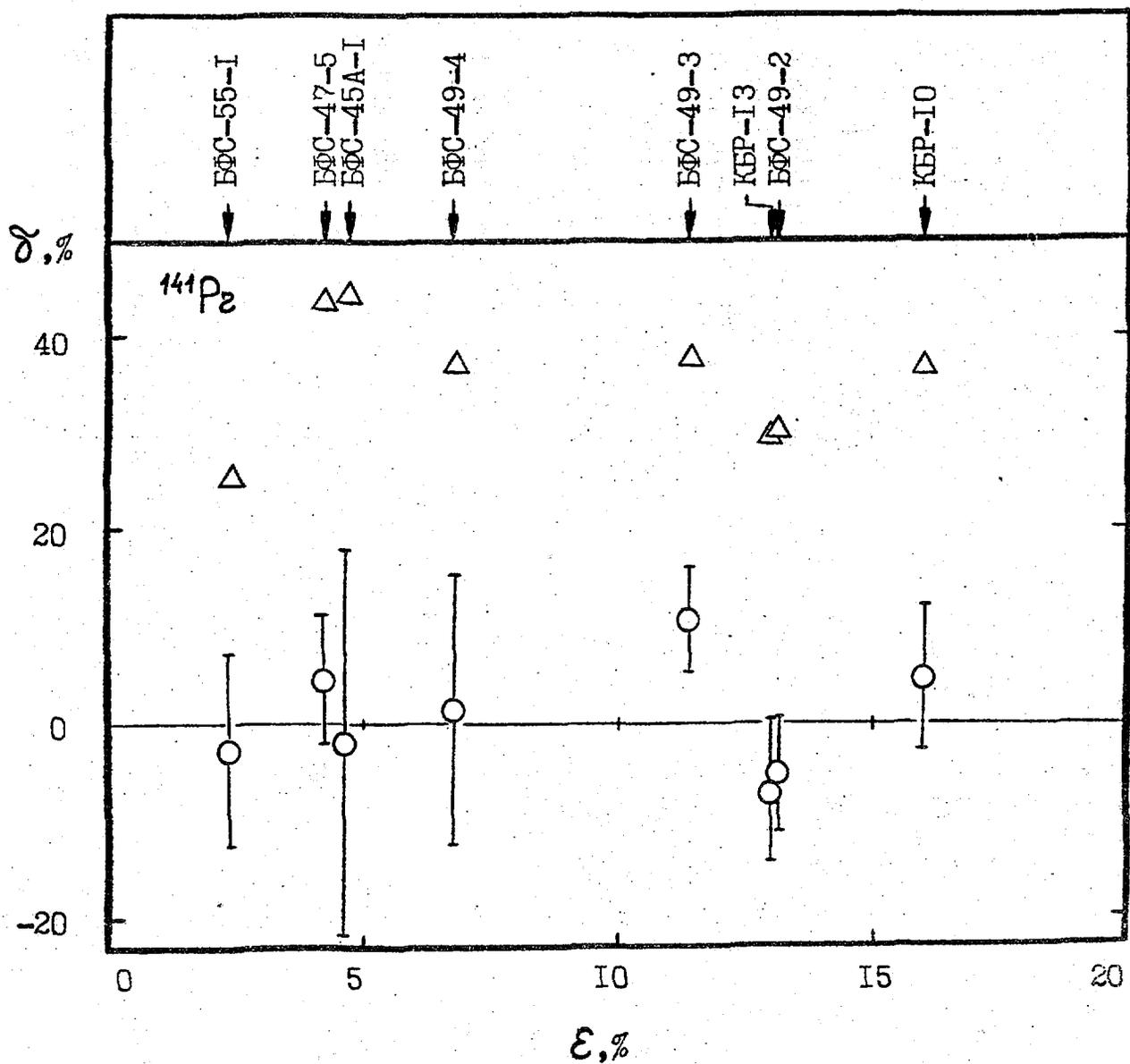


Рис.3. Расчетно-экспериментальное сравнение величин P_{141}/P_{10} в сборках с разными спектрами:

Δ - оценка [3];

o - откорректированные сечения захвата

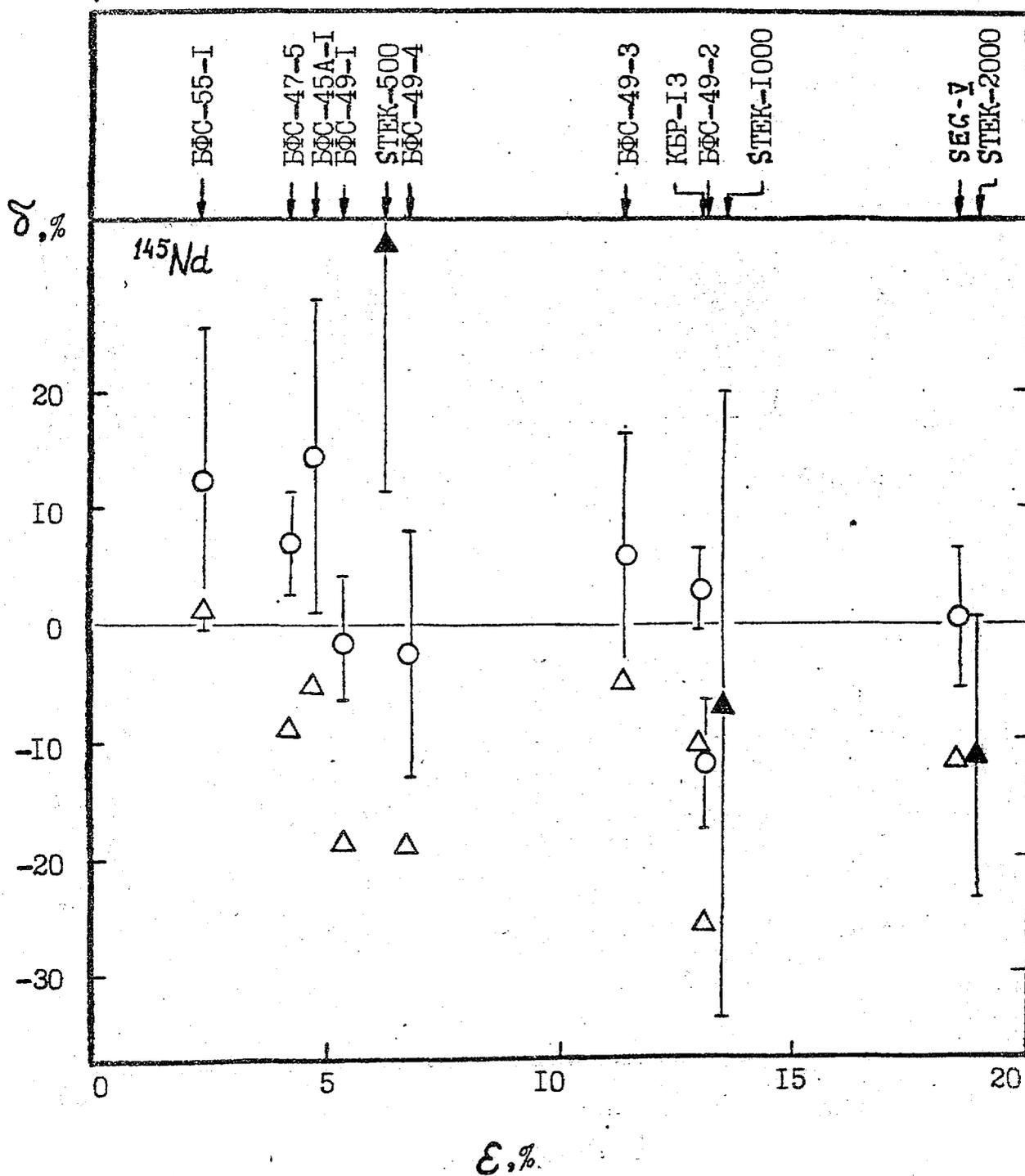


Рис. 5. Расчетно-экспериментальное сравнение величин P_{145}/P_{10} в сборках с разными спектрами. Обозначения см. на рис. 4.

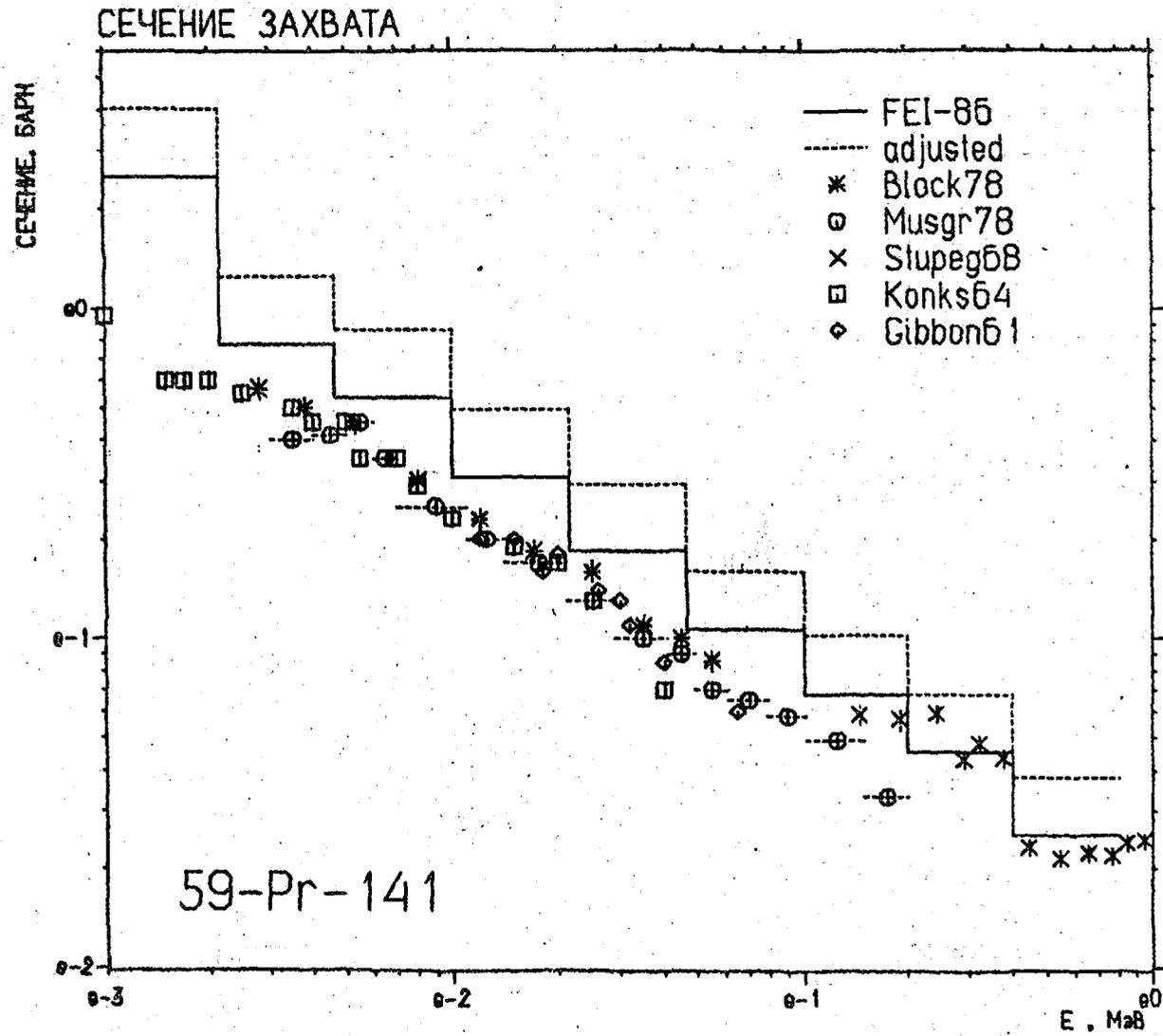


Рис. 7. Сечение радиационного захвата празеодима-141

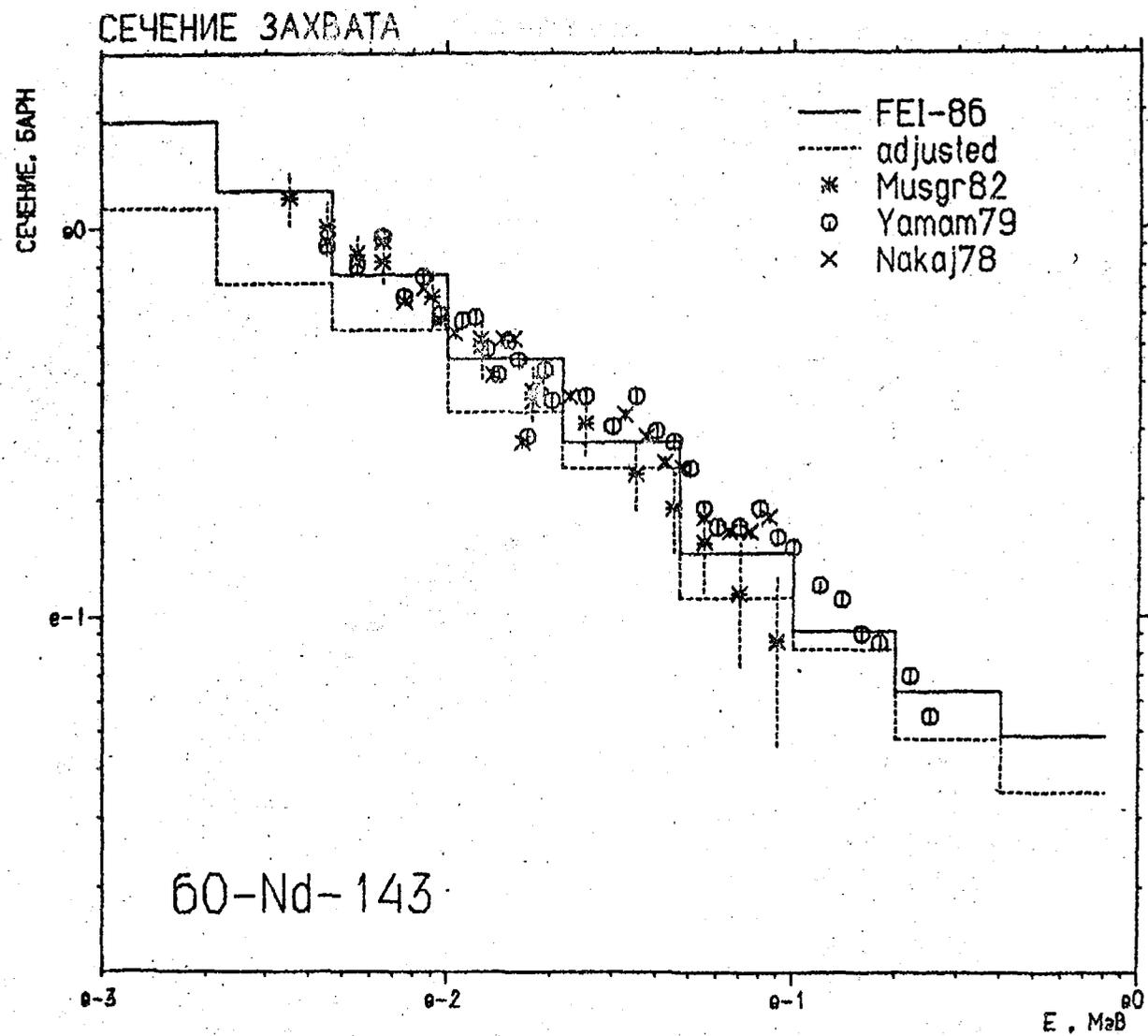


Рис. 8. Сечение радиационного захвата неодима-143

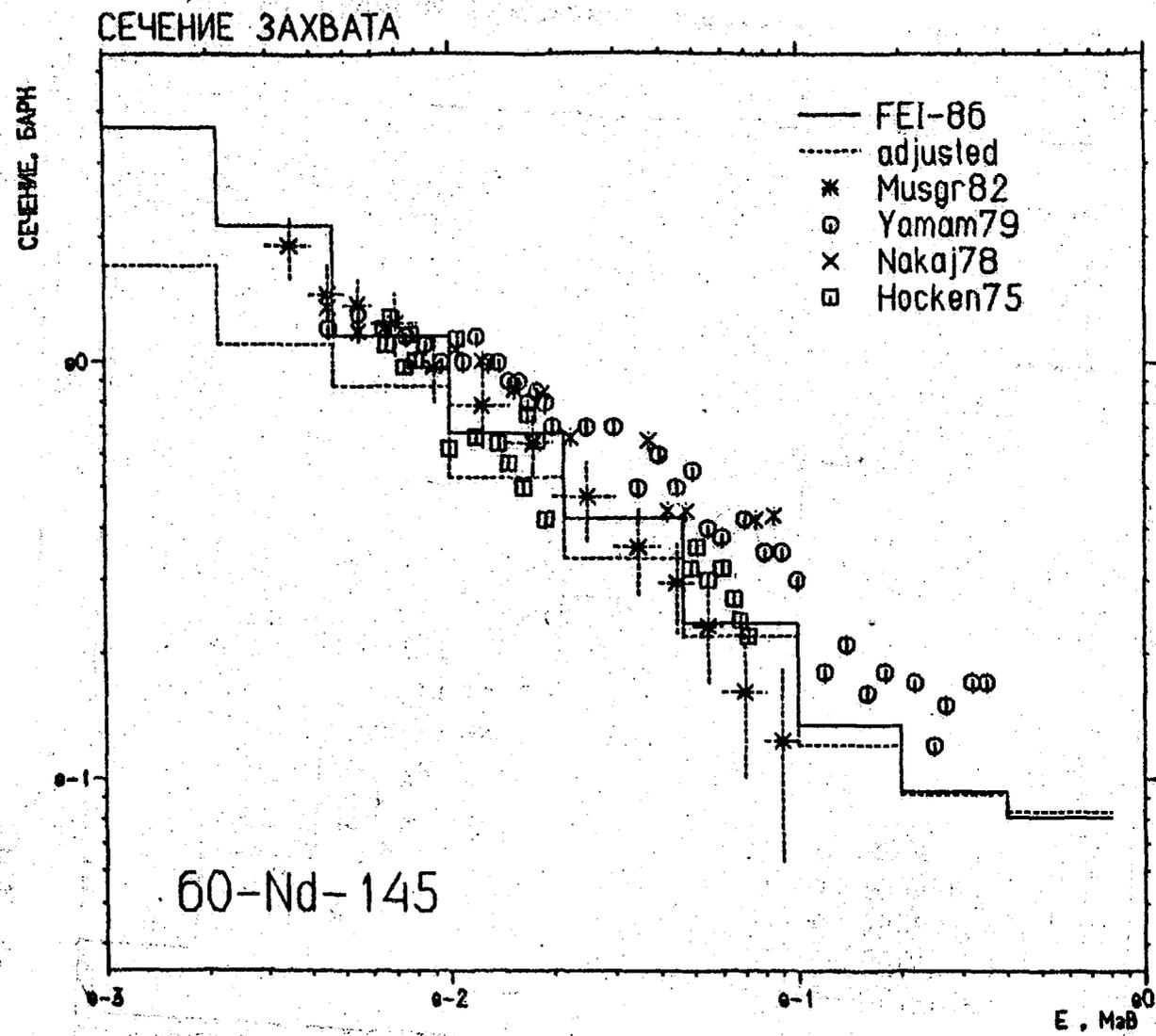


Рис. 9. Сечение радиационного захвата неодима-145

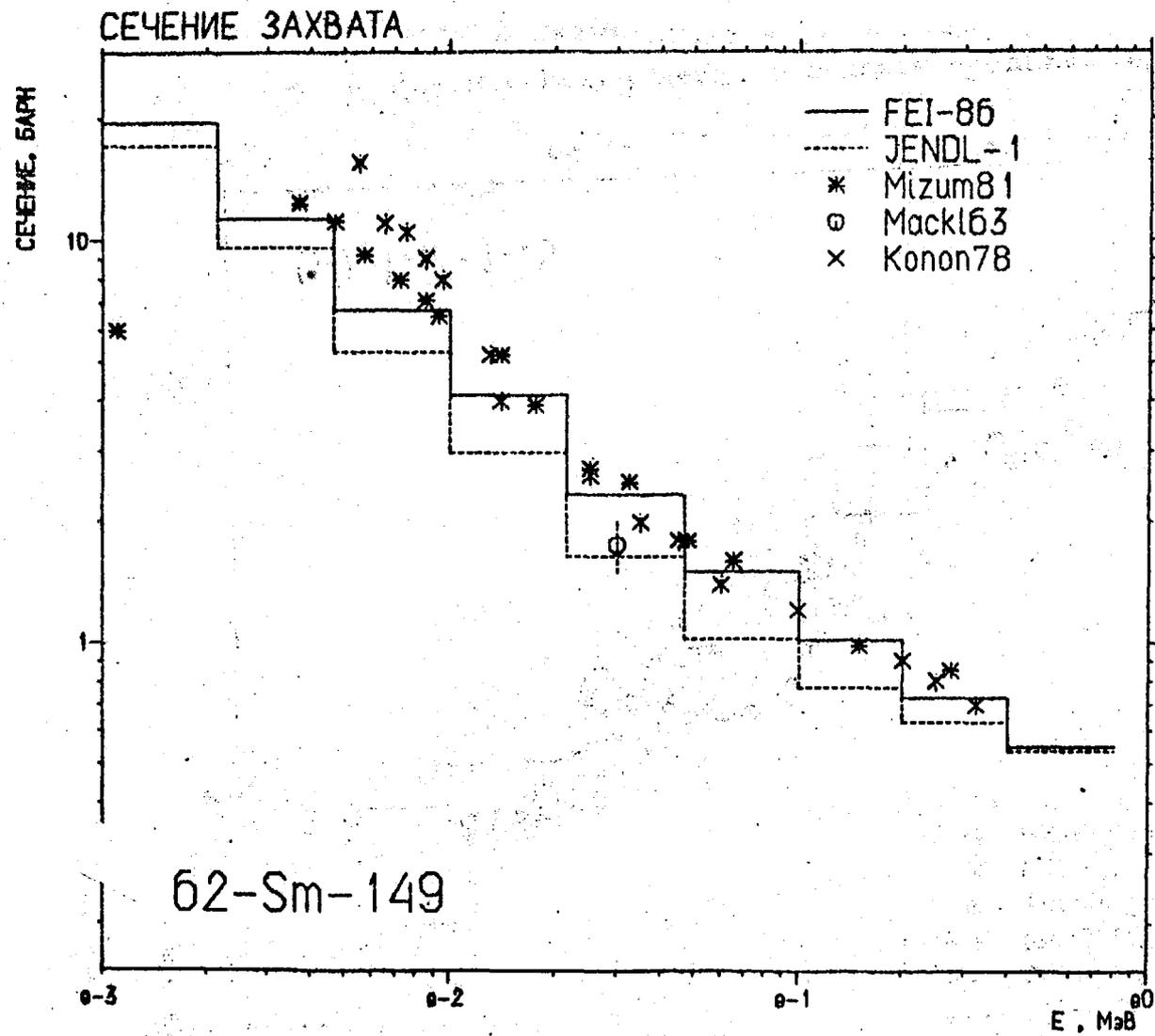


Рис. 10. Сечение радиационного захвата самария-149

Список литературы

1. Бедняков С.М., Дулин В.А., Мантуров Г.Н., Можаяев В.К. //Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1986. Вып.1. С.62.
2. Бедняков С.М., Боховко М.В., Мантуров Г.Н., Дитце К. //Атомная энергия. 1989. Т.57. С.199.
3. Игнатюк А.В., Кравченко И.В., Мантуров Г.Н. //Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1987. Вып.1: С.3.
4. Fast Reactor Programme Second Quarter 1973 Progress Report, RCN-190, 1973.
5. Fast Reactor Programme Fourth Quarter 1973 Progress Report, RCN-207, 1974.
6. Fast Reactor Programme Third Quarter 1973 Progress Report, RCN-199, 1973.
7. The Coupled Fast Thermal Critical Facility STEK, RCN-209, 1974.
8. Harker Y.D., Anderl R.A. Integral Cross-Section Measurements on Fission Products in Fast Neutron Fields. /Proc. Spec. Meeting on Neutron Cross-Sections of Fission Nuclei, 1979, Bologna, Italy, NEANDC(E) 209 "L".
9. Беланова Т.С., Горбачева Л.В., Грудзевич О.Т. и др. //Атомная энергия. 1984. Т.57. С.243.
10. Neutron Cross-Sections of Fission Product Nuclides Adopted in JENDL-1. JAERI-1268, 1981.

Статья поступила в редакцию 29.06.90 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		
ZR	090	DIN	RI	EXPT	2.2+6	2.3+6	3	KRAMAROVSKIJ+GE-LI. 1LVL EXCIT FN, TBL
SN	116	DNG	KUR	EXPT	FAST		24	DEMIDOV+G-SPEC, ANGDI ST, G-TRANSL, TBL
TH	232	N2N	FEI	EVAL	6.5+6	2.1+7	8	KORNILOV+PADE APPROX. SIG(E), GRPH, CFD
PU	238	NF	KUR	EXPT	MAXW		6	ZENKEVICH+REAC, I=16.7+-0.8 B, CFD
PU	238	RIF	KUR	EXPT	MAXW		6	ZENKEVICH+REAC, I=26.3+-1.5 B, CFD

УДК 539.172

ФУНКЦИЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ РЕАКЦИИ $(n, n'\gamma)$ УРОВНЯ 2186 кэВ ЯДРА ^{90}Zr /Я. М. Крамаровский, Ю. А. Немилев, Л. А. Победоносцев. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1990, вып. 4, с. 3.

Измерена функция возбуждения неупругого рассеяния нейтронов с возбуждением уровня ядра ^{90}Zr с энергией 2186 кэВ. Источник нейтронов - реакция $T(p, n)$, протоны ускорялись на установке ЭСГ-5. Использовались титан-плутониевые мишени со слоем титана $0,2 \text{ мг/см}^2$, что дает в области рассеивающего образца разброс энергии первичного потока нейтронов 10-15 кэВ. В качестве рассеивателя использовалась двуокись циркония с обогащением по ^{90}Zr до 97,2%. При обработке результатов вносились поправки на конечность геометрии (рис. 1, табл. 1, список лит. - 4 назв.).

УДК 539.173

СЕЧЕНИЕ ДЕЛЕНИЯ ТЕПЛОВЫМИ НЕЙТРОНАМИ И РЕЗОНАНСНЫЙ ИНТЕГРАЛ ДЕЛЕНИЯ ^{238}Pu /В. С. Зенкевич, Ю. А. Селицкий, В. Б. Фунштейн, В. А. Яковлев. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1990, вып. 4, с. 6.

В работе даны результаты измерения сечения деления тепловыми нейтронами и резонансного интеграла деления ^{238}Pu . Мишень ^{238}Pu облучалась в тепловой колонне реактора Ф-1, плотность потока тепловых нейтронов составляла $1,6 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$. Измерение резонансного интеграла деления проведено в горизонтальном канале реактора с плотностью потока $(1/E)$ - резонансных нейтронов $6 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$. В качестве опорных использовались мишени ^{239}Pu и ^{235}U . Осколки деления регистрировались слюдяными детекторами. Для ^{238}Pu нами получены $\sigma_f = 16,7 \pm 0,8 \text{ б}$, $I_f = 26,3 \pm 1,5 \text{ б}$ (табл. 1, список лит. - 9 назв.).

УДК 539.172

ОЦЕНКА СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИИ $^{232}\text{Th}(n, 2n)^{231}\text{Th}$ от порога до 20 МэВ/Н. В. Корнилов, С. А. Бадиков, П. Райч, Ш. Дароци. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1990, вып. 4, с. 8.

Исследование сечений реакций на ^{232}Th представляет как научный интерес, так и прикладной, поскольку возможна реализация ториевого топливного цикла. Появление в последние годы новых экспериментальных результатов позволило пересмотреть ранее сделанные оценки, что и выполнено в данной работе для реакции $(n, 2n)$. Оценено сечение аппроксимировано с помощью Паде-приближения, погрешность оцененного сечения около 20% (рис. 1, табл. 4, список лит. - 18 назв.).

УДК 539.173.84

КОНСТАНТЫ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ ПРИ ДЕЛЕНИИ $U-235$ ТЕПЛОВЫМИ НЕЙТРОНАМИ/С. В. Игнатъев, А. М. Цибуля, В. Н. Манохин, Б. П. Максютенко. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1990, вып. 4, с. 17.

На основании полученных ранее данных для спектров групп и предшественников запаздывающих нейтронов, а также интегральных спектров, измеренных в различные моменты времени, рассчитаны различные спектры запаздывающих нейтронов в системе констант БНАБ. Полученные результаты рекомендованы для использования в реакторных расчетах (табл. 7, список лит. - 8 назв.).

УДК 539.172

ИССЛЕДОВАНИЕ ^{116}Sn В РЕАКЦИИ $(n, n'\gamma)$ /А. М. Демидов, И. В. Михайлов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1990, вып. 4, с. 24.

В реакции $^{116}\text{Sn}(n, n'\gamma)$ на быстрых нейтронах реактора измерены γ -спектр, угловые распределения и линейная поляризация γ -квантов. Составлена схема уровней и γ -переходов ^{116}Sn , найдены смеси мультиполей δ для γ -переходов между низколежащими уровнями. Установлена полнота системы уровней ^{116}Sn с $J=1+5$ до $E_{\text{возб}} \approx 3,2$ МэВ (рис. 2, табл. 4, список лит. - 9 назв.).

УДК 539.17

СКОРОСТИ ОСНОВНЫХ ТЕРМОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ/С. Н. Абрамович, Б. Я. Гужовский, С. А. Дунаева. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1990, вып. 4, с. 43.

В статье приводятся оцененные данные по сечениям основных термоядерных реакций в виде сплайн-представления S -факторов. Вычислены удельные скорости термоядерных реакций на основе этих данных с помощью численного интегрирования в интервале температур $0,0001 \pm 1$ МэВ, проведено сравнение с литературными данными (рис. 6, табл. 2, список лит. - 12 назв.).

УДК 621.039.5

ПРОБЛЕМЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ КОНСТАНТ В ИНЖЕНЕРНЫХ РАСЧЕТАХ БЫСТРЫХ РЕАКТОРОВ/Е. Ф. Селезнев, Н. М. Григорьева - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1990, вып. 4, с. 65.

Дана оценка алгоритмам подготовки констант в инженерных программах и определены требования к их константному обеспечению. На примере комплекса программ ГЕФЕСТ - трехмерных нейтронно-физических эксплуатационных расчетов реактора БН-600 дано описание метода подготовки констант с использованием детальной информации о физических параметрах среды в каждой расчетной точке (список лит. - 5 назв.).

УДК 539.17

СРЕДНЕГРУППОВЫЕ КОНСТАНТЫ ^{241}Pu В ОБЛАСТИ $0,1 \pm 21,5$ кэВ/Н. Т. Кожмджиева, Н. Б. Янева. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1990, вып. 4, с. 70.

На основе многоуровневого формализма R -матричной теории ядерных реакций проведены расчеты многогрупповых констант для ^{241}Pu в области неразрешенных резонансов $0,1 \pm 21,5$ кэВ (рис. 2, табл. 8, список лит. - 14 назв.).

УДК 621.039.526

ИССЛЕДОВАНИЕ НАТРИЕВОГО ПУСТОТНОГО ЭФФЕКТА РЕАКТИВНОСТИ НА МОДЕЛИ ГЕТЕРОГЕННОЙ АКТИВНОЙ ЗОНЫ БОЛЬШОГО БЫСТРОГО РЕАКТОРА/С. П. Белов, П. В. Герасимов, В. А. Грабежной, А. В. Данильчев, Э. С. Егорова, А. В. Жуков, В. Ю. Стогов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1990, вып. 4, с. 82.

На основании экспериментов, проведенных на модели гетерогенной активной зоны (критсборка БФС-46), анализируются возможности расчетных программ, применяемых в практике инженерного проектирования, по описанию пространственного распределения эффективности натрия. Обсуждаются причины расхождений экспериментальных и расчетных величин и их величины, обосновывается надежность оценок НПЗР в параметрических исследованиях гетерогенных компоновок (рис. 7, табл. 3, список лит. - 8 назв.).

УДК 621.039.51

ТЕСТИРОВКА СЕЧЕНИЙ ЗАХВАТА НЕКОТОРЫХ ЛАНТАНОИДОВ - ПРОДУКТОВ ДЕЛЕНИЯ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ НА БЫСТРЫХ КРИТСБОРКАХ/С. М. Бедняков, Г. Н. Мантуров, К. Дитце. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1990, вып. 4, с. 91.

На серии быстрых критсборок БФС, КБР и SEG измерены центральные коэффициенты реактивности некоторых лантаноидов-продуктов деления: ^{141}Pr , $^{143,145}\text{Nd}$, ^{149}Sm . Результаты измерений сравниваются с расчетными данными, полученными с использованием отечественных и зарубежных файлов оцененных данных. К анализу расчетно-экспериментальных расхождений привлечены также результаты дифференциальных измерений сечений захвата. Обнаружено существенное противоречие данных настоящей работы результатам дифференциальных экспериментов для ^{141}Pr . Сечения захвата изотопов $^{143,145}\text{Nd}$ откорректированы в согласии с результатами дифференциальных измерений. Установлена хорошая степень описания измеренных коэффициентов реактивности ^{149}Sm на основе оценки JENDL-1. Проведено сравнение данных настоящей работы с аналогичными зарубежными данными (рис. 10, табл. 2, список лит. - 10 назв.).

Технический редактор Н. А. Борзова

Сборник подготовили к печати:

Л. А. Голубенкова, В. Н. Долженко, В. М. Замаренова

Подписано к печати 20.12.90 г. Бумага писчая № 1
Офсетная печать Усл. п. л. 5,5 Уч.-изд. л. 4,6 Тираж 280 экз.
Цена 10 руб.75 коп. Индекс 3645 10 статей Заказ тип. № 16

Отпечатано на ротапинтере
249020, г. Обнинск, Калужская обл. ФЭИ

Цена 10 р. 75 к.

Индекс 3645

Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы, 1990, вып. 4, 1-110.