

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

INDC(CCP)-53/G



ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:
ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ
ВЫПУСК 13

МОСКВА — 1974

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

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

С е р и я : Ядерные константы

Выпуск 13

Москва - 1974

УДК 539.17(048)

Редакционная коллегия:

В.А.Кузнецов (гл.научный редактор), Л.Н.Усачев (зам.гл.научного редактора), О.Д.Казачковский, С.М.Фейнберг, В.Г.Заграфов, Ю.С.Землятин, П.Э.Немировский, В.И.Мостовой, К.А.Петржак, С.И.Сухоручкин, А.А.Абагян, Е.И.Ляшенко, И.Г.Морозов, М.Н.Николаев, В.В.Орлов, Д.А.Кардашев (отв. редактор)

© Центральный научно-исследовательский институт информации и технико-экономических исследований по атомной науке и технике (ЦНИИатоминформ), 1974 г.

Глава 1. ЯДЕРНО - ФИЗИЧЕСКИЕ КОНСТАНТЫ

ОЦЕНКА ОТНОШЕНИЯ СЕЧЕНИЯ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА U^{238} К СЕЧЕНИЮ ДЕЛЕНИЯ U^{235}

А.И.Давлетшин, В.А.Толстикова

1. Введение

В работе проведена оценка отношения сечения радиационного захвата U^{238} к сечению деления U^{235} в области энергий нейтронов 0,2 кэв - 7 Мэв. Это отношение - вторая по важности относительная ядерная константа после $\alpha_{Pu^{239}}$ для физики быстрых реакторов.

Оценка отношения $\sigma_{n\gamma}^{U^{238}}/\sigma_f^{U^{235}}$ проводилась Байером и Коньшиным [1]. Однако за последнее время был выполнен ряд работ по измерению указанного отношения, что вызвало необходимость в проведении новой оценки. В работе использовались доступные нам экспериментальные данные на февраль 1973 года.

Результаты оценки могут быть полезны для физиков - расчетчиков быстрых реакторов.

2. Анализ экспериментальных данных, использованных при оценке отношения $\sigma_{n\gamma}^{U^{238}}/\sigma_f^{U^{235}}$

В таблице I приведены краткие характеристики рассмотренных в процессе анализа работ. Знаком "+" отмечены работы, результаты которых использовались в процессе усреднения данных полностью или частично в их оригинальном виде или после внесения исправлений и перенормировок. Знаком "-" отмечены работы, результаты которых вообще не использовались.

а) Только в двух работах (Линенбергер и др. [2] и Пенитц [3]) приведены данные прямых измерений отношения $\sigma_{n\gamma}^{U^{238}}/\sigma_f^{U^{235}}$ с нормировкой в потоке тепловых нейтронов к отношению тепловых сечений захвата U^{238} и деления U^{235} .

Работа Линенбергер и др. [2] была выполнена методом активации. Фольги U^{238} и обогащенного U^{235} облучались в потоках нейтронов совместно, величины соответствующих эффектов измерялись по β - счету с помощью счетчиков: Гейгера-Миллера. Отношение тепловых сечений было принято равным 0,0047.

Оценка величины этого отношения по принятым в настоящее время данным ($\sigma_{n\gamma}^{U^{238}} - 2,73 \pm 0,04$ барн; $\sigma_f^{U^{235}} - 580,2 \pm 1,8$ барн) дает величину (0,00467), очень мало отличающуюся от принятой авторами. Поэтому при оценке данные работы Линенбергер и др. [2] были использованы в оригинальном виде.

Работы, в которых измерялось отношение

$$\frac{G_{n,d} U^{258}}{G_f U^{235}}$$

Таблица I

№ п/п	Авторы	Год	Ссылка	Интервал энергий, Мэв	Метод измерений	Использование при оценке
I	Linenberger, Miskel, Segre	1944	[2]	0,005+1,31 Средняя ошибка 15+16%	Активационный, нормировка по тепловым нейтронам	+, кроме 0,005; 0,018; 0,090 Мэв
2	Burru, Bunce, White	1964	[4]	0,127+7,6 Средн.ошибка 4+6% до 1,75 Мэв, 14%-5 Мэв, 30%-7 Мэв	Активационный, пересчет по G_f из работы Вайта [5]	+
3	Poenitz	1970	[3]	0,13+1,4 Средн.ошибка 2,7+4,8%	Активационный, нормировка по тепловым нейтронам	+
4	De-Saussure et al.	1962	[7]	0,030 и 0,064 Кинемат.коллимация. Ср.ошибка 10%	Сцинт.бак, время пролета, относит.	+
5	Dwen, Terrell, Hemmendinger	1960	[10]	0,175+1,0 Средн.ошибка 20%	Сц.бак; время пролета, относит.	-
6	Паниткин, Стависский, Толстиков	1967	[12]	0,3+1,044. Средн.ошибка полная 3+4%	Активационный	+
7	Паниткин, Толстиков, Стависский	1970	[13]	0,024 + 0,145	Активационный	+
8	Паниткин, Стависский, Толстиков	1971	[14]	0,024+1,1	Активационный	+
9	Челноков, Толстиков и др.	1971	[6]	0,0002-0,0346 Средн.ошибка полная 7,5+9%	Спектрометр Замедления в свинце	+
10	Паниткин, Толстиков	1972	[15]	1,2+4	Активационный	+
II	Паниткин, Толстиков	1972	[16]	5+7	Активационный	+

Данные работ Линенбергер, Миссел, Сегре [2].

Таблица 2

№ п/п	E_n , кэВ	$G_{n_f}^{U^{238}} / G_f^{U^{235}}$	$\Delta (G_{n_f}^{U^{238}} / G_f^{U^{235}})$
1	5^{+7}_{-4}	0,165	0,025
2	18^{+10}_{-7}	0,170	0,025
3	40^{+30}_{-25}	0,199	0,030
4	90^{+30}	0,125	0,018
5	170^{+25}	0,113	0,017
6	196^{+25}	0,102	0,015
7	380^{+30}	0,088	0,013
8	400^{+30}	0,092	0,014
9	560^{+30}	0,103	0,015
10	615^{+25}	0,105	0,016
11	770^{+30}	0,115	0,017
12	1310^{+40}	0,073	0,011

В работе Пенитца [3] число захватов в U^{238} определялось по γ -активности Np^{239} ($E_\gamma = 278$ кэВ) с помощью $Ge-Li$ детектора. Скорость счета числа делений измерялась делительными ионизационными камерами. Отношение эффективностей счетных устройств исключалось при облучении тепловыми нейтронами нормировкой к отношению $G_{n_f}^{U^{238}} / G_f^{U^{235}}$, равному 0,00473. Работа подробно описана и производит впечатление очень тщательной. Ее данные использовались в оценке в оригинальном виде.

Данные работы Пенитца [3].

Таблица 3

№ п/п	Еп, кэВ	$\sigma_{nf}^{U^{238}} / \sigma_f^{U^{235}}$	$\Delta (\sigma_{nf}^{U^{238}} / \sigma_f^{U^{235}})$
1	130	0,126	0,006
2	150	0,126	0,006
3	250	0,114	0,004
4	300	0,103	0,003
5	400	0,104	0,003
6	500	0,111	0,003
7	600	0,122	0,004
8	700	0,133	0,004
9	900	0,124	0,004
10	1200	0,097	0,004
11	1250	0,092	0,004
12	1400	0,074	0,003

б) В работе Барри и др. [4] наведенная в образце U^{238} активность измерялась абсолютно по β - активности Np^{239} с помощью 4π - β -счетчика. Определения абсолютного значения потока быстрых нейтронов по отношению к сечению n - p - рассеяния непосредственно не проводилось. Измерения $\sigma_{nf}^{U^{238}}$ проводились по отношению к прокалиброванным Вайтом [5] по n - p - рассеянию камерам деления с U^{235} , т.е. по существу измеряли отношение $\sigma_{nf}^{U^{238}} / \sigma_f^{U^{235}}$.
Используя $\sigma_f^{U^{235}}$ из работы Вайта [5] и $\sigma_{nf}^{U^{238}}$ из работы Барри и др. [4], можно получить приведенные в таблице 3 отношения $\sigma_{nf}^{U^{238}} / \sigma_f^{U^{235}}$, использованные в нашей оценке.

Отношения $\sigma_{nf}^{U^{238}} / \sigma_f^{U^{235}}$, полученные из работы Барри, Бунце, Вайта [4]

Таблица 4

№ п/п	Еп, кэВ	$\sigma_{nf}^{U^{238}}$	$\sigma_f^{U^{235}}$	$\sigma_{nf}^{U^{238}} / \sigma_f^{U^{235}}$	$\Delta \sigma_{nf}^{U^{238}} / \sigma_f^{U^{235}}$
1	2	3	4	5	6
1	127±20	218±11	1,54±0,038	0,1415	0,0071
2	160±24	200±8	1,52±0,038	0,1315	0,0053
3	207±23	158±6	1,38±0,034	0,1145	0,0044
4	312±22	141±6	1,30±0,032	0,1085	0,0046
5	404±22	126±5	1,22±0,030	0,1030	0,0040
6	505±22	128±5	1,17±0,029	0,1095	0,0043
7	810±110	147±8	1,16	0,1266	0,0069
8	1060±105	149±7	1,22	0,1220	0,0057
9	1300±105	130±7	1,22	0,1065	0,0057

Продолжение таблицы 4

I	2	3	4	5	6
10	1750±105	69±4	1,27	0,0543	0,0031
11	3000±115	27±2	1,18	0,0229	0,0017
12	5000±200	11±1,5	1,04	0,0106	0,0015
13	7600±200	6,4±2,0	1,61	0,0040	0,0012

в). В работе В.Б.Челнокова и др. [6] приведены окончательно обработанные, усредненные и исправленные на эффект резонансной блокировки сечения радиационного захвата U^{238} и сечения деления U^{235} для нейтронов с энергией 0,2+34,6 кэВ, полученные в измерениях на спектрометре по времени замедления в свинце.

Сечения деления нормировались по тепловому сечению деления, а сечения захвата в U^{238} по резонансу U^{238} с энергией 6,7 эВ и по золоту (в конечном итоге по сечению захвата тепловых нейтронов золотом).

Хотя измерения $\sigma_{n,\gamma}^{U^{238}}$ и $\sigma_f^{U^{235}}$ были несколько разделены во времени, они проводились в полностью идентичных условиях и метод нормировки энергетической зависимости нейтронного потока был одинаков — по тонкому борному счетчику. Поэтому ввиду единообразия методики измерений, аналогично обработке результатов измерений Барри [4], можно по результатам работы В.Б.Челнокова и др. [6] построить отношение $\sigma_{n,\gamma}^{U^{238}}/\sigma_f^{U^{235}}$.

Отношения $\sigma_{n,\gamma}^{U^{238}}/\sigma_f^{U^{235}}$ по данным работы Челнокова, Толстикова, Стависского, Бергмана, Самсонова [6]

Таблица 5

№ п/п	E_n , кэВ	$\sigma_{n,\gamma}^{U^{238}}$, барн	$\sigma_f^{U^{235}}$, барн	$\sigma_{n,\gamma}^{U^{238}}/\sigma_f^{U^{235}}$	$\Delta(\sigma_{n,\gamma}^{U^{238}}/\sigma_f^{U^{235}})$
1	34,6	0,40±0,05	1,97±0,14	0,20	0,03
2	24,2	0,47±0,05	2,17±0,14	0,22	0,03
3	17,3	0,55±0,05	2,42±0,14	0,23	0,03
4	12,5	0,64±0,05	2,70±0,15	0,24	0,02
5	9,5	0,69±0,06	2,90±0,16	0,24	0,02
6	7,5	0,75±0,06	3,30±0,18	0,23	0,02
7	6,0	0,82±0,06	3,60±0,20	0,23	0,02
8	5,0	0,88±0,07	3,90±0,20	0,23	0,02
9	4,0	0,96±0,07	4,40±0,25	0,22	0,02
10	3,2	1,11±0,08	4,90±0,25	0,23	0,02
11	2,6	1,31±0,09	5,40±0,25	0,24	0,02
12	2,17	1,48±0,10	5,80±0,30	0,25	0,02
13	1,77	1,71±0,12	6,40±0,30	0,27	0,02
14	1,47	1,99±0,14	7,00±0,35	0,28	0,02

Продолжение таблицы 5

1	2	3	4	5	6
15	1,23	2,40±0,16	7,70±0,35	0,31	0,03
16	1,05	2,70±0,18	8,30±0,40	0,32	0,03
17	0,92	3,00±0,20	8,90±0,40	0,34	0,03
18	0,80	3,20±0,20	9,90±0,45	0,32	0,03
19	0,70	3,40±0,20	10,9±0,5	0,31	0,03
20	0,60	3,90±0,25	11,7±0,5	0,33	0,03
21	0,50	4,20±0,25	12,3±0,6	0,34	0,03
22	0,40	4,5±0,3	13,4±0,6	0,34	0,03
23	0,35	5,0±0,3	14,7±0,7	0,34	0,03
24	0,30	6,0±0,4	15,9±0,7	0,38	0,03
25	0,25	6,9±0,5	17,9±0,8	0,44	0,04
26	0,20	9,5±0,6	19,8±0,9	0,48	0,04

г) Де-Сосьюром и др. [7] были проведены измерения $\sigma_{nf} U^{238}$ по отношению к сечению поглощения U^{235} для кинематически коллимированных нейтронов из реакций $Li(p,n)B^7$ и $T(p,n)He^3$.

Техника измерений была та же, что использовалась авторами для измерений $\lambda P_{U^{239}}$ и U^{235} . Используя значения $\lambda = \frac{\sigma_c}{\sigma_f}$ для U^{235} , средневзвешенное по результатам работ [7,8,9], можно вывести значение $\frac{\sigma_{nf} U^{238}}{\sigma_f U^{235}}$.

Отношения $\frac{\sigma_{nf} U^{238}}{\sigma_f U^{235}}$, полученные из работы Де-Сосюра, Вестона Кинстона, Смидди и Лиона [7]

Таблица 6

$E_{п, кэВ}$	$\frac{\sigma_{nf} U^{238}}{(\sigma_f \cdot \sigma_c) U^{235}}$	$\lambda U^5 [7]$	$\lambda U^5 [8]$	$\lambda U^5 [9]$	средне- взвешен- ное	$\frac{\sigma_{nf}^8}{\sigma_f U^{235}}$
30±8	0,150±0,012	0,372±0,026	0,376±0,036	0,370±0,032	0,373± ±0,026	0,206 ±0,021
64	0,126±0,010	0,315±0,060	0,327±0,024	0,337±0,028	0,330 ±0,024	0,168 ±0,017

д) В работе Паниткина и др. [12] измерялась энергетическая зависимость отношения $\frac{\sigma_{nf} U^{238}}{\sigma_f U^{235}}$ для нейтронов с энергией 0,3-1 Мэв. Измерения проведены методом активации. Наведенная активность измерялась по γ -линии Np^{239} с энергией 74,6 кэв с помощью сцинтилляционного спектрометра с кристаллом $NaJ(Tl)$ толщиной 3 мм, диаметром 60 мм. Тракт спектрометра стабилизировался по реперному световому источнику. Разрешение установки

составляло около 25% на линии 84 кэв (Tm^{170}). Монитором потока нейтронов служила камера деления с U^{235} .

Нормировка экспериментальной кривой была проведена при энергии 400 кэв к данным Пенитца [3]. Статистическая ошибка отношения, полученная в данной работе, не превышает 1,2-1,5%; полная - 3,5-4%.

Отношения $\sigma_{nf}^{U^{238}}/\sigma_f^{U^{235}}$, полученные по данным работы Паниткина, Стависского, Толстикова [12]

Таблица 7

№ П/П	E_n , кэв	$\sigma_{nf}^{U^{238}}/\sigma_f^{U^{235}}$	$\Delta(\sigma_{nf}^{U^{238}}/\sigma_f^{U^{235}})$
1	300	0,115	0,0045
2	400	0,104	0,0031
3	500	0,104	0,0045
4	600	0,112	0,0047
5	700	0,112	0,0043
6	800	0,113	0,0052
7	895	0,113	0,0048
8	1000	0,104	0,0049
9	1045	0,102	0,0043

е) В работах [13,14,15,16], связанных общностью методики, методом активации измерялась энергетическая зависимость отношения $\sigma_{nf}^{U^{238}}/\sigma_f^{U^{235}}$ в диапазоне энергий нейтронов 24 кэв - 7 Мэв.

Наведенная активность измерялась по γ -линии 74,6 кэв с помощью $Ge-Li$ спектрометра с разрешением около 2 кэв при $E_\gamma \approx 80$ кэв. Использование $Ge-Li$ спектрометра позволило надежно выделять наведенную активность на фоне естественной и осколочной активностей. Скорость счета актов деления регистрировалась миниатюрными камерами деления с U^{235} . В работах экспериментально определялись поправки на фоны рассеянных в помещениях нейтронов; фоны нейтронов, рассеянных в мишенном узле; фоны нейтронов от побочных реакций в случае бомбардирующих протонов больших энергий и в случае $D(d,n)$ -реакции.

Источниками нейтронов служили: в области энергий 24-145 кэв - реакция $Li^7(p,n)Be^7$; в области энергий 0,2-4 Мэв-реакция $T(p,n)He^3$; в области энергий 5-7 Мэв-реакция $D(d,n)He^3$.

Результаты работ были отнормированы при 400 кэв к данным работы Пенитца [3], т.к. результаты при этой энергии являются наиболее удачными с точки зрения фоновых и иных условий эксперимента.

Отношения $\sigma_{\pi f}^{U^{234}} / \sigma_f^{U^{235}}$ по данным работ [13,14,15,16]

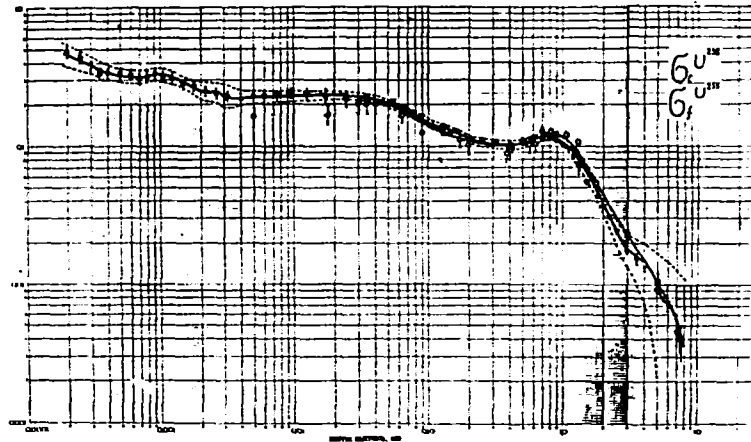
Таблица 8

№ п/п	E_{π} , кэВ	$\sigma_{\pi f}^{U^{234}} / \sigma_f^{U^{235}}$	Статистическая ошибка (включая ошибку поправок)	Полная ошибка
1	24	0,230	0,0051	0,0086
2	35	0,219	0,0063	0,0090
3	45	0,209	0,0039	0,0074
4	55	0,212	0,0050	0,0081
5	65	0,186	0,0028	0,0062
6	75	0,178	0,0027	0,0060
7	85	0,160	0,0035	0,0059
8	105	0,143	0,0024	0,0049
9	125	0,132	0,0026	0,0048
10	145	0,124	0,0021	0,0043
11	200	0,115	0,0021	0,0040
12	250	0,111	0,0020	0,0039
13	300	0,106	0,0020	0,0037
14	400	0,104	0,0014	0,0031
15	500	0,106	0,0020	0,0037
16	600	0,107	0,0020	0,0038
17	700	0,114	0,0021	0,0031
18	800	0,113	0,0020	0,0039
19	900	0,111	0,0020	0,0039
20	1000	0,103	0,0019	0,0036
21	1100	0,0972	0,0019	0,0035
22	1200	0,0846	0,0018	0,0031
23	1300	0,0733	0,0017	0,0028
24	1500	0,0544	0,0013	0,0021
25	1800	0,0436	0,0011	0,0017
26	2000	0,0366	0,00085	0,0014
27	2200	0,0304	0,00093	0,0013
28	2500	0,0244	0,00077	0,0011
29	2800	0,0207	0,00075	0,00097
30	3000	0,0176	0,00060	0,00080
31	3500	0,0155	0,0013	0,00134
32	4000	0,0138	0,00098	0,00107
33	5000	0,00914	0,00111	0,00115
34	6000	0,00734	0,00098	0,00100
35	7000	0,00444	0,00084	0,00086

ж) Данные *Diven* [10] мы не использовали, т.к. при анализе этой работы *Davey* [11] обнаружилось, что в ней, видимо, имеется некорректность в определении эффективности сцинтилляционного бака к γ -лучам захвата в U^{238} . Справедливость анализа *Davey* [11] вполне подтверждается малой энергией связи n^1 в U^{239} и хорошими результатами *Diven* [10] для $\sigma_{n,f}^{Li^{197}}$, для которого энергия связи больше, доля импульсов ниже порога регистрации меньше, чем для U^{239} , а соответственно неточности в эффективности бака меньше.

Таким образом, ввиду скудости данных по $\sigma_{n,f}^{U^{238}}/\sigma_f^{U^{235}}$, для проведения усреднения используются данные как прямых измерений, так и "выведенные" значения.

Результаты работ разных авторов сравниваются на рисунке. Видно, что подробные данные работы [6] являются единственными в области энергий нейтронов ниже 5 кэв. В области энергий свыше 25 кэв данные работ [6] и [13], выполненные независимыми методиками, хорошо согласуются. Отметим, что результаты *Linenberger* [2] для $E_n = 5; 18; 90$ кэв лежат вне пределов ошибок данных более поздних работ. В области энергий до 600 кэв результаты всех перечисленных работ находятся в хорошем согласии. Для $E_n = 700$ и 900 кэв результаты работы *Poenitz* [3], а для $E_n = 810; 1060; 1300; 1750; 3000$ кэв результаты работы *Barry* [4] кажутся несколько завышенными по сравнению с результатами работ [14, 15]. Для энергии ниже 100 кэв форма зависимости $\sigma_{n,f}^{U^{238}}/\sigma_f^{U^{235}}$ от энергии определяется в основном данными работ [6] и [13], которые в пределах ошибок хорошо согласуются с данными *de-Saussure* [7]. Полная ошибка данных работы [6] в этой области составляет около 9%, а работы [13] — не превышает 3,5%. В работе [13] ошибка эксперимента в определении формы кривой $\sigma_{n,f}^{U^{238}}/\sigma_f^{U^{235}}$ не превышает 2%. При построении усредненной кривой данные работы *Linenberger* [2] для 5; 18; 90 кэв не были включены в усреднение. Были использованы полные ошибки в значениях $\sigma_{n,f}^{U^{238}}/\sigma_f^{U^{235}}$ по результатам отобранных работ.



Отношения сечений радиационного захвата U^{238} и сечений деления U^{235} :

— — результат настоящей оценки; — — оценка работы [1]; ● — [6];
 ○ — [2]; ◇ — [7]; □ — [4]; △ — [3]; ▼ — [13-16], - - - - границы
 95% доверительного интервала из наших оценок

3. Процедура проведения оценки

При проведении оценок энергетических зависимостей нейтронных констант в последнее время становится общепринятым использование степенных полиномов, параметры которых определяются в результате применения метода наименьших квадратов к имеющейся совокупности экспериментальных данных. Алгоритм таких вычислений описан в работе [18]. Но результаты оценок с использованием алгоритма работы [18] часто представляют в виде таблиц [1], что часто бывает неудобно, так как появляется необходимость в интерполяции, если в таблице нет нужных значений независимой переменной. Более удобной формой представления результатов оценки является задание функциональной зависимости, то есть коэффициентов аппроксимирующего степенного полинома. Это дает максимальные удобства при использовании результатов оценки, особенно при сравнении результатов различных оценок.

Для аппроксимации экспериментальных данных по нейтронным сечениям степенными полиномами нами была создана программа, реализующая алгоритм, описанный в работе [18].

Исходными данными для работы программы является совокупность точек $\{x_i, y_i, \sigma_i\}$, $i=1, \dots, m$. Здесь x_i - независимая переменная (обычно энергия нейтрона), y_i - измеренное значение оцениваемой величины, σ_i - абсолютная ошибка величины y_i . В программе может быть использован вес измерения W_i , вычисленный тремя способами: 1) $W_i = \frac{1}{\sigma_i^2}$; 2) $W_i = \frac{1}{\delta_i^2}$, где δ_i - относительная ошибка y_i ; 3) $W_i = const$.

Результаты аппроксимации, проведенной по нашей программе, представляются в следующем виде:

1. Таблица коэффициентов C_i аппроксимирующего полинома $\hat{y}(x)$

$$\hat{y}(x) = \sum_{i=0}^{n_0} C_i x^i \quad (1)$$

2. Таблица коэффициентов d_i полинома для вычисления дисперсии значений $\hat{y}(x)$

$$D[\hat{y}(x)] = \sum_{i=0}^{2n_0} d_i x^i \quad (2)$$

3. Таблица значений $\hat{y}(x_k) \pm \sqrt{D[\hat{y}(x_k)]}$, где x_k лежат в пределах интервала, в котором производится оценка. Шаг по x в программе может быть выбран постоянным в линейной или логарифмической шкале.

Полином (2) позволяет построить доверительные интервалы для требуемого уровня значимости. Так 95% доверительный интервал для точечной оценки величины $\hat{y}(x_k)$ лежит между значениями

$$\hat{y}(x_k) \pm t_{(0.95)} \sqrt{D[\hat{y}(x_k)]} \quad (3)$$

где $t_{\nu}^{(0,95)}$ - квантиль распределения Стьюдента, $\nu = m - n_0 - 1$. При значениях $\nu \geq 20$ величина $t_{\nu}^{(0,95)} \approx 2,0$. 95% доверительный интервал для функции $\hat{y}(x)$ во всем интервале изменений x может быть получен [19] путем проведения гладкой кривой через точки

$$\hat{y}(x) \pm \sqrt{D[\hat{y}(x)] \nu_1 F_{\nu_1, \nu_2}^{(0,95)}}, \quad (4)$$

где $F_{\nu_1, \nu_2}^{(0,95)}$ - квантиль распределения Фишера; $\nu_1 = n_0 + 1$; $\nu_2 = m - n_0 - 1$.

Важным этапом в процедуре аппроксимации является выбор степени n_0 полинома (1). Совокупность случайных точек $\{x_i, y_i, G_i\}$ позволяет извлечь ограниченную информацию о истинном ходе полинома (1), т.е. n_0 должна быть значительно меньше $m-1$ [18]. Определение значения степени полинома n_0 производилось следующим образом. Использованный при составлении программы алгоритм основан на представлении функции $\hat{y}(x)$ в виде

$$\hat{y}_n(x) = \sum_{k=0}^n b_k \varphi_k(x), \quad (5)$$

где $\varphi_k(x)$ - ортонормированные на множестве точек $\{x_i\}$ сменные полиномы, а коэффициенты b_k - независимые случайные величины. Величина b_k^2/G_n^2 подчиняется распределению Фишера [18]. Здесь G_n^2 оценка дисперсии измерения с единичным весом для полинома (5). Выбираем n заведомо больше, чем n_0 , и производим проверку гипотезы $b_k=0$ для всех $k=1, \dots, n$. Эта гипотеза верна (для выбранного уровня значимости p), если

$$\frac{b_k^2}{G_n^2} \leq F_{1, \nu}^{(1-p)}. \quad (6)$$

где $\nu = m - n - 1$. Проверка позволяет определить максимальное значение $k = n_0 < n$, для которого $b_k \neq 0$. Кроме того, исходя из использованного статистического критерия определяются значения $k < n$, для которых $b_k = 0$. Эта информация используется при дальнейших вычислениях. В отличие от программы, описанной в работе [18], разработанная нами программа после определения величины n_0 сразу производит аппроксимацию исходных данных полиномом степени n_0 .

Описанная процедура определения n_0 практически исключает "волевое" решение при выборе степени полинома (1). Однако в случаях, когда число точек m мало или заданное n велико, можно получить завышенное значение степени полинома (1). В таких случаях при подборе величины n_0 необходимо руководствоваться не только соотношением (6), но и поведением G_n^2 в зависимости от n и общим ходом полинома (5) через совокупность точек $\{x_i, y_i, G_i\}$ при различных n . Обычно диапазон изменений $\{x_i\}$ очень велик, до 4-х порядков. Если попытаться описывать такие данные одним полиномом, то это потребует больших степеней n_0 - до 15 для полинома (1) и до 30 для полинома (2). При таких n_0 (особенно если

экспериментальные точки расположены неравномерно – так, что в середине диапазона их много, а на краях – мало, что чаще всего и реализуется на практике) в функции (1) появляются ложные структуры колебательного типа. Кроме того, начинает сказываться накопление ошибок вычислений из-за округления, особенно для полинома (2). Изменением масштаба величин x_i устранить обнаруженные явления удается далеко не всегда.

Радикальный способ устранения возникающих трудностей – разбиение всего диапазона изменений x_i на интервалы и описание экспериментальных данных несколькими полиномами достаточно малых степеней n_i .

Однако при этом возникают новые проблемы. Прежде всего – это сопряжение полиномов на границе интервалов (слева и справа). Естественно потребовать, чтобы на границе интервала значения слева и справа совпадали в пределах ошибок оценок $\hat{y}_L(x)$ и $\hat{y}_R(x)$. Это требование легко выполнить, если границы интервалов выбрать при таком значении x_i , вблизи которого имеется много экспериментальных точек, или же так, чтобы границы соседних интервалов частично перекрывались.

Весь диапазон изменений x можно разбить на различное число интервалов, а при заданном числе интервалов их границы можно выбирать многими способами.

Если имеются оценки $\hat{y}(x)$ для двух различных сильно перекрывающихся интервалов, то естественно ожидать, что в области перекрытия результаты этих оценок должны совпадать в пределах ошибок. При этом в общем случае для каждого интервала полиномы (1) будут иметь различные значения n_i . Так как оба значения n_i выбираются с использованием критерия (6), то они равноправны и выбор между ними делается на основании других критериев: следует учитывать величину оценки дисперсии $\sigma_{n_i}^2$, поведение полиномов внутри интервалов, на их границах, а при прочих равных условиях выбирать полином с меньшим n_i .

Таким образом, при аппроксимации всей совокупности данных $\{x_i, y_i, \sigma_i\}$ несколькими полиномами возникает проблема выбора числа интервалов разбиения и границ этих интервалов. Так как энергетические зависимости сечений – явно не полиномиальные функции, то "удачной" аппроксимацией их степенными полиномами следует ожидать на "удачно" подобранных интервалах.

Практически это приводит к тому, что приходится проводить аппроксимацию для нескольких способов разбиения на интервалы, чтобы иметь возможность сравнить различные варианты и выбрать среди них наиболее удачный.

Исходя из вышесказанного, при проведении оценок следует стремиться к уменьшению числа интервалов разбиения всей совокупности данных и степени аппроксимирующих полиномов.

4. Обсуждение результатов оценки отношения $\sigma_{n_f}^{U^{238}} / \sigma_f^{U^{235}}$

Совокупность данных, описанных в разделе 2, была разделена на 4 группы, каждая из которых была аппроксимирована полиномом. Границы энергетических интервалов, охватывающих эти группы данных, выбраны были так, что интервалы частично перекрывались. Предполагалось, что веса отдельных точек $W_i = \frac{1}{\sigma_i^2}$, где σ_i - полная среднеквадратичная ошибка отношения $\sigma_{n_f}^{U^{238}} / \sigma_f^{U^{235}}$. В таблице 9 приведены основные сведения об аппроксимирующих полиномах и данные, необходимые для построения 95% доверительных интервалов.

Таблица 9

№ п/п	Диапазон энергий, кэВ	Степень полинома	ν_1	ν_2	$t_{\nu_2}^{(0,95)}$	$F_{\nu_1, \nu_2}^{(0,95)}$	$F_{\nu_1, \nu_2}^{(0,68)}$ *
1	0,2 + 3,1	7	8	11	2,20	2,95	1,35
2	3,1 + 90	5	6	26	2,06	2,47	1,25
3	90 + 1300	5	6	53	2,01	2,29	1,20
4	1300+ 7400	7	8	51	2,01	2,13	1,20

* Результаты получены интерполяцией, так как в доступных нам таблицах для 68% доверительного интервала нет данных.

Коэффициенты полиномов для вычисления отношения

$$\sigma_{n_f}^{U^{238}} / \sigma_f^{U^{235}}$$

Таблица 10

i	Диапазон энергий, кэВ				
	0,2 - 3,1	3,1 - 90	90 - 1300	1300 - 7400	
	1	2	3	4	5
0	0,772917309 · 10 ⁰	0,219424223 · 10 ⁰	0,214663302 · 10 ⁰	0,636037914 · 10 ⁻¹	
1	-0,233938249 · 10 ¹	-0,159853236 · 10 ⁰	-0,834832334 · 10 ⁰	0,2409661895 · 10 ⁰	
2	0,460337270 · 10 ¹	-0,608388212 · 10 ⁰	0,218087987 · 10 ¹	-0,349745676 · 10 ⁰	
3	-0,443115719 · 10 ¹	0,564915820 · 10 ⁰	-0,240028452 · 10 ¹	0,189358992 · 10 ⁰	
4	0,227124582 · 10 ¹	-0,217918168 · 10 ⁰	0,114912043 · 10 ¹	-0,524719682 · 10 ⁻¹	
5	-0,634123470 · 10 ⁰	0,305318444 · 10 ⁻¹	-0,200984813 · 10 ⁰	0,793075465 · 10 ⁻²	
6	0,908093246 · 10 ⁻¹			-0,622536018 · 10 ⁻³	
7	-0,520725137 · 10 ⁻²			0,198840197 · 10 ⁻⁴	
Масштаб	10 ⁰	10 ⁻²	10 ⁻³	10 ⁻³	
μ					

Коэффициенты полиномов для вычисления дисперсии отношения $\sigma_{n,f}^{U^{233}} / \sigma_f^{U^{235}}$ Таблица II

Диапазоны энергии Е, кэВ	0,2 - 3,1	3,1 - 90	90 - 1300	1300 - 7400
0	$0,559648502 \cdot 10^{-2}$	$0,803989642 \cdot 10^{-4}$	$0,739618446 \cdot 10^{-4}$	$0,848111644 \cdot 10^{-4}$
I	$-0,695818800 \cdot 10^{-1}$	$-0,104942822 \cdot 10^{-2}$	$-0,138959269 \cdot 10^{-2}$	$-0,669654967 \cdot 10^{-3}$
2	$0,373839216 \cdot 10^0$	$0,650210348 \cdot 10^{-2}$	$0,113494992 \cdot 10^{-1}$	$0,229981771 \cdot 10^{-2}$
3	$-0,113879081 \cdot 10^1$	$-0,217707903 \cdot 10^{-1}$	$-0,503533500 \cdot 10^{-1}$	$-0,436887136 \cdot 10^{-2}$
4	$0,220549507 \cdot 10^1$	$0,432478054 \cdot 10^{-1}$	$0,134846049 \cdot 10^0$	$0,518151290 \cdot 10^{-2}$
5	$-0,288777636 \cdot 10^1$	$-0,537901768 \cdot 10^{-1}$	$-0,229506952 \cdot 10^0$	$-0,410658025 \cdot 10^{-2}$
6	$0,265135226 \cdot 10^1$	$0,429302459 \cdot 10^{-1}$	$0,253501794 \cdot 10^0$	$0,226642961 \cdot 10^{-2}$
7	$-0,174380337 \cdot 10^1$	$-0,219435415 \cdot 10^{-1}$	$-0,180790230 \cdot 10^0$	$-0,829848918 \cdot 10^{-3}$
8	$0,829911545 \cdot 10^0$	$0,693724802 \cdot 10^{-2}$	$0,801944924 \cdot 10^{-1}$	$0,254204541 \cdot 10^{-3}$
9	$-0,285755166 \cdot 10^0$	$-0,123409225 \cdot 10^{-2}$	$-0,200911598 \cdot 10^{-1}$	$-0,523818244 \cdot 10^{-4}$
10	$0,703655251 \cdot 10^{-1}$	$0,943931387 \cdot 10^{-4}$	$0,216918322 \cdot 10^{-2}$	$0,773074203 \cdot 10^{-5}$
11	$-0,120607578 \cdot 10^{-1}$			$-0,795932610 \cdot 10^{-6}$
12	$0,136471398 \cdot 10^{-2}$			$0,542471836 \cdot 10^{-7}$
13	$-0,915181181 \cdot 10^{-4}$			$-0,219802442 \cdot 10^{-8}$
14	$0,275136887 \cdot 10^{-5}$			
Масштаб μ	10^0	10^{-2}	10^{-3}	10^{-3}

Оцененные значения отношения сечения радиационного захвата
 U^{238} и сечения деления U^{235}

Таблица 12

Е _n , кэВ	$\sigma_{n,f}^{U^{238}} / \sigma_f^{U^{235}}$, оцененные значения	σ — среднеквадратичная ошибка оцененного значения	95% интервал для точечной оценки, % δ	95% интервал для функции в целом, % Δ	70% интервал для функции в целом, % Δ
1	2	3	4	5	6
0,2	0,457	3,7	8,2	18,1	12,3
0,4	0,342	2,3	5,2	11,4	7,7
0,6	0,319	2,4	5,3	11,7	8,0
0,8	0,324	2,3	5,1	11,3	7,6
1,0	0,328	2,5	5,5	12,1	8,2
2	0,252	3,1	6,8	15,1	10,2
3	0,235	4,2	9,4	20,7	14,0
4	0,225	3,1	6,3	11,8	8,4
5	0,226	2,9	5,9	11,1	7,9
6	0,227	2,7	5,5	10,4	7,4
7	0,228	2,5	5,2	9,6	6,9
8	0,229	2,3	4,9	9,1	6,5
9	0,229	2,2	4,6	8,6	6,1
10	0,230	2,1	4,3	8,1	5,7
20	0,231	1,4	2,95	5,5	3,9
30	0,226	1,4	2,85	5,3	3,8
40	0,217	1,3	2,75	5,2	3,7
50	0,205	1,2	2,5	4,7	3,4
60	0,192	1,15	2,35	4,4	3,2
70	0,180	1,1	2,3	4,3	3,0
80	0,168	1,25	2,6	4,8	3,4
90	0,157	1,35	2,75	5,2	3,7
100	0,151	2	4,1	7,6	5,5
200	0,1175	1,6	3,25	6,0	4,4
300	0,1045	1,8	3,65	6,7	4,9
400	0,1034	1,6	3,3	6,1	4,4
500	0,1080	1,55	3,15	5,8	4,3
600	0,1137	1,6	3,20	5,9	4,3
700	0,1177	1,6	3,25	6,0	4,4
800	0,1184	1,6	3,25	6,0	4,3
900	0,1153	1,55	3,15	5,8	4,2
1000	0,1086	1,75	3,5	6,5	4,7
1500	0,0650	2,6	5,2	10,8	8,1

Продолжение таблицы I2

I	2	3	4	5	6
2000	0,0384	3,9	7,8	16,2	12,1
2500	0,0238	5	10,0	20,7	15,6
3000	0,0181	6,6	13,3	27,4	20,6
3500	0,0162	8,6	17,4	35,8	26,8
4000	0,0146	11,6	23,4	48,2	36,1
4500	0,0122	15,5	31,3	64,3	48,3
5000	0,0096	18,8	37,7	77,5	58,2
5500	0,0078	23	46,3	95,5	71,5
6000	0,0072	29	58,7	121	90,3
6500	0,0065	29	58,7	121	90,4
7000	0,0045	42	85	175	131

В столбце 2 таблицы 9 приводятся границы неперекрывающихся интервалов, каждый из которых меньше соответствующего первоначального интервала.

В таблице 10 приведены коэффициенты полиномов, описывающих оценки отношения $G_{n_f}^{U^{238}}/G_f^{U^{235}}$ в соответствующих энергетических интервалах.

В таблице 11 приведены коэффициенты полиномов для вычисления дисперсии отношения $G_{n_f}^{U^{238}}/G_f^{U^{235}}$ в тех же энергетических интервалах. Кроме того, в этих таблицах приведены значения масштабных множителей M для независимой переменной. При вычислениях по формулам (1) и (2) следует полагать

$$\chi = M E \quad , \quad \text{где } E - \text{энергия нейтронов, выраженная в кэВ.}$$

В таблице 12 приведены оцененные значения отношения $G_{n_f}^{U^{238}}/G_f^{U^{235}}$ для некоторых значений энергий нейтронов, охватывающих весь диапазон, в котором проводилась оценка. В столбце 3 таблицы 12 даны значения среднеквадратичной ошибки оцененного значения отношения $G = \sqrt{D[\hat{y}(ME)]}$. В столбцах 4 и 5 таблицы 12 приводятся величины 95% доверительных интервалов для точечной оценки и для функции, описывающей отношение $G_{n_f}^{U^{238}}/G_f^{U^{235}}$ в целом. Они вычислены в соответствии с формулами (3) и (4). Естественно, что на границах энергетических интервалов доверительный интервал для отношения расширяется, так как дисперсия вблизи границ интервала всегда увеличивается. Кроме того, доверительный интервал слева и справа от границы в общем случае будет различным, так как полиномы, описывающие дисперсию, различны.

На рисунке результаты проведенной оценки изображены сплошной жирной кривой. Штриховыми линиями показаны границы 95% доверительного интервала для функции в целом.

Сплошной тонкой линией на рисунке показана оцененная кривая из работы [1]. Различие между оцененными кривыми для $E_n > 800$ кэВ связано в основном с тем, что в работе [1] при усреднении не были использованы данные работ [12,14,15,16].

Отметим, что обсуждаемая выше программа написана на Δ - языке для машины М-220. Время ее работы (при оценке $\sigma_{nf}^{U^{238}}/\sigma_f^{U^{235}}$) для полинома 8-й степени для 60 точек в интервале оценки составляет 3,5 минуты.

5. Сравнение точности оцененных значений $\sigma_{nf}^{U^{238}}/\sigma_f^{U^{235}}$ с точностями, необходимыми для расчета быстрых реакторов

В работе Зарицкого и др. [20] сформулированы требования к точности оцененных значений $\sigma_{nf}^{U^{238}}/\sigma_f^{U^{235}}$, исходя из требуемой в настоящее время точности расчета времени удвоения ($\pm 10\%$), $K_{эфф}$ ($\pm 1\%$) и коэффициента воспроизводства ($\pm 2\%$) больших плутониевых бридеров. Рассмотрим, по словам авторов работы [20], реалистический вариант требований, полученный при условии разного вклада точностей разных констант, т.е. когда смягчение требований к точности одних констант компенсируется выдвиганием более жестких, но реалистических требований к точности других, так, чтобы общая точность расчета оставалась при этом неизменной. Для этого случая в работе [20] получили, что в области энергий нейтронов 0,5 кэв - 1,4 Мэв необходимо иметь точность отношения $\sigma_{nf}^{U^{238}}/\sigma_f^{U^{235}}$, равную 3%.

Усачевым и др. [21] оценивали точность отношения $\sigma_{nf}^{U^{238}}/\sigma_f^{U^{235}}$, обеспечивающая 2% погрешность в КВ. Вся область энергий авторами разбивалась на три корреляционных интервала. Погрешность считалась состоящей из трех компонент: статистической, потока, "привязки" - постоянной в каждом интервале. Первая компонента считалась достаточно малой (хотя здесь можно высказать сомнения, связанное с до сего времени недостаточно оцененным вкладом рассеянных нейтронов, т.е. в итоге со спектром облучающих нейтронов, особенно в активационных измерениях). Требование выставляется на поток, т.е. в итоге на $\sigma_f^{U^{235}}$ и "привязку". Результаты работы [21] представлены в таблице 13.

Таблица 13

Константы	Интервал энергий, Мэв		
	10,5 > E > 0,8	0,8 > E > 0,1	E < 0,1
	требуемая точность		
$\sigma_{nf}^{U^{238}}$	10%	3,3%	2,7%
$\sigma_f^{U^{235}}$	1,8%	2,4%	2,3%
$\sigma_{nf}^{U^{238}}/\sigma_f^{U^{235}}$	10,2%	4,1%	3,6%

ж. Значения точности отношения рассчитаны нами на основании данных работы [21].

Хотя авторы работ [20] и [21] по-разному оценивают вклад погрешности отношения $\sigma_{\text{нр}}^{U^{235}}/\sigma_{\text{д}}^{U^{235}}$ в общую погрешность КВ, однако в перекрывающихся диапазонах энергии требования на точность оцененных данных по отношению близки. Это 3-4%. Сравнение с оцененными данными таблицы I2 для 68% доверительного интервала для функции в целом (что соответствует среднеквадратичной ошибке σ , требуемой в [20], [21]) показывает, что существующая точность в настоящее время примерно в 1,5 раза хуже. Требуется дальнейшие, в основном абсолютные, измерения по определению этого отношения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Т.А. Вул, В.А. Коншин. INDC (NDS)-33, 6/71.
2. Ч.А. Линенбергер, Дж. Мискел, E. Zure, Report - La-179, Dec. 1944.
3. W.P. Roenitz, Nucl. Sci. Eng. vol. 40, p.383, 1970.
4. J.F. Barry, J. Bunce, P.H. White, J. Nucl. Energy, "A", 13, 18, 481, 1964.
5. P.H. White, Journ. Nucl. Energy, vol. 19, p. 325, 1965.
6. В.Б.Челноков, В.А.Толстикова, Ю.Я.Стависский, А.А.Бергман, А.Е.Самсонов. Препринт ФЭИ-282, 1971.
7. Ch. de Saussure, L.W. Weston, J.D. Kington, R.D. Smiddie, W.S. Lyon, ORNL-3360, 1962.
8. J.C. Hopkins, D.C. Diven, Nucl. Sci. Eng., 12, 109, 1962.
9. De Saussure et al., 1967, см. [1].
10. B.C. Diven, J. Terrell, A. Himmendinger, Phys. Rev., 120, 556 (1960).
11. W. Ch. Davey, Nucl. Sci. Eng., vol. 32, p. 35, 1968.
12. Ю.Г.Паниткин, Ю.Я.Стависский, В.А.Толстикова, 1967. Данные в [17].
13. Ю.Г.Паниткин, Ю.Я.Стависский, В.А.Толстикова. Nucl. Data for Reactors, vol. II, p. 57, IAEA, Vienna, 1970.
14. Ю.Г.Паниткин, В.А.Толстикова, Ю.Я.Стависский. Нейтронная физика, Часть I, стр. 241 (материалы Всесоюзного совещания, Киев, 24-28 мая 1971 г.). Киев, "Наукова думка", 1972.
15. Ю.Г.Паниткин, В.А.Толстикова. "Атомная энергия", т. 33, вып. 4, стр. 825, 1972.
16. Ю.Г.Паниткин, В.А.Толстикова. "Атомная энергия", т. 33, вып. 3, стр. 782, 1972.
17. А.И.Абрамов, В.А.Толстикова. Сообщение во время тематической дискуссии на 2-м совещании МКЯД в БНЛ (1969).

18. Д.Худсон. Статистика для физиков. М., 1967 .
19. С.Уилкс. Математическая статистика. М., 1969 .
20. С.М.Зарицкий, М.Н.Николаев, М.Ф.Троянов. Нейтронная физика ,
Часть I, стр. 5 (материалы Всесоюзного совещания. Киев, 24-28 мая 1971 г.).
Киев, "Наукова думка", 1972.
21. Л.Н.Усачев, В.Н.Манохин, Ю.Г.Бобков. Точность ядерных данных и
ее влияние на разработку быстрых реакторов. Подход к выработке требований
на точность ядерных данных .
Симпозиум по применению ядерных данных в науке и технике (Париж, 16-
20 марта, 1973 г.).

ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЕ ПРИ ЗАХВАТЕ НЕЙТРОНОВ НА ИЗОТОПАХ

А.В.Кудрявцева, А.А.Кутузов, Л.П.Хамьянов

Введение

Широкое и планомерное внедрение ядерных реакторов как источников энергии в народное хозяйство обуславливает постоянное стремление к повышению к.п.д. ядерно-энергетических установок и, следовательно, энергонапряженности всех узлов этих установок, возрастают требования к точности в проведении расчетов биологической защиты реакторов и в особенности при проведении расчетов радиационного тепловыделения как в узлах реактора, так и в элементах биологической защиты. Большую, а иногда определяющую роль в формировании поля проникающей радиации играет вторичное γ -излучение, образующееся при радиационном захвате нейтронов. Этим определяется внимание, которое уделяется изучению этого процесса. Кроме сечений радиационного захвата для проведения точных расчетов защиты, радиационного тепловыделения необходимо детальное знание спектров γ -излучения, возникающего при захвате нейтронов. За истекшие годы в периодической литературе опубликовано большое количество работ по изучению спектрального состава захватного γ -излучения, выполненных с применением различных методов γ -спектроскопии. Полученные результаты не всегда хорошо согласуются между собой. Имеется ряд обзорных работ по спектрам захватного γ -излучения [1], [2], [3]. Однако со времени их опубликования выполнено значительное количество исследований по спектроскопии захватного γ -излучения. Появление высокоэффективных $Gv(Li)$ -спектрометров с высоким разрешением (0,1-0,2% на Мэв и лучше) дает возможность измерить отдельные слабые и близкие по энергии γ -линии, то есть пересмотреть и уточнить ранее полученную информацию. Изучение детальной структуры спектра захватного γ -излучения позволит получить более точно энергию связи нуклона в ядре, структуру энергетических уровней ядер, вероятности перехода между отдельными уровнями, а также более точный баланс энергии возбуждения ядра со спектром γ -излучения. Сейчас уже, как правило, удается получить от 80 до 100% энергии, возникающей при захвате тепловых нейтронов ядрами в виде интенсивностей отдельных гамма-линий. Однако полученные спектры γ -излучения при захвате тепловых нейтронов и соответствующие системы констант, усредненные по этим спектрам, не всегда могут быть применимы в практических расчетах, связанных с быстрыми и промежуточными реакторами. В этих случаях значительная доля захватов приходится на промежуточные нейтроны, для которых сечение радиационного захвата достаточно велико, а спектры

γ - излучения, возникающие при захвате промежуточных нейтронов, могут существенно отличаться от спектров, возникающих при захвате тепловых нейтронов. В настоящее время появились работы, посвященные изучению (n, γ)-реакции на промежуточных нейтронах. В связи с вышеуказанным возникла необходимость в обобщении имеющихся на сегодняшний день результатов с целью уточнения сведений о спектрах γ - излучения при радиационном захвате нейтронов. Целью настоящей работы является обзор имеющихся в литературе данных по спектрам, полученных при захвате как тепловых, так и промежуточных нейтронов в железе, а также обоснование усреднения этих данных для практического использования при расчетах ядерных реакторов. Так как железо входит в состав многих конструкционных материалов, это в значительной степени определяет интерес к исследованию γ - спектров этого элемента. Естественный образец железа состоит из ряда изотопов.

В настоящей работе приводится анализ γ - спектров для изотопов Fe^{54} , Fe^{56} , Fe^{57} .

Fe^{56}

Наибольший интерес представляет Fe^{56} , составляющий 91,68% в природном железе. Естественно, что изучению γ - спектров данного изотопа посвящено наибольшее число работ. В таблице I собраны данные всех имеющихся работ до 1972 года включительно, приводятся энергии γ - квантов, интенсивности, выраженные в числе γ - квантов, полученные на 100 захватов тепловых нейтронов.

В работе [1] γ - спектры были измерены с помощью магнитного парного спектрометра, позволявшего производить измерения γ - спектров в диапазоне энергий 3-12 Мэв при разрешении 3-1,5%. В колонке I таблицы I приводятся энергии и абсолютные интенсивности γ - квантов на 100 захватов нейтронов I γ .

В работе [2] для анализа спектров γ - квантов применялся магнитный комптоновский спектрометр, позволяющий получить γ - лучи в широком диапазоне энергий от 0,3 до 12 Мэв, на которые приходится 95% всей энергии, получаемой ядром при захвате нейтрона. Разрешение спектрометра 2%. В колонке 2 таблицы I приводятся энергии и интенсивности γ - линий на 100 захватов нейтронов в данном изотопе.

Более поздняя работа [4] тех же авторов, что и работа [2], дает более подробные, чем работа [2], данные по выходам γ - квантов при захвате тепловых нейтронов. Для измерения γ - спектров использовался магнитный комптоновский спектрометр с разрешением 0,3% при $E > 2$ Мэв и 0,6% при $E = 1$ Мэв. В работе приводится схема уровней. Положение большого числа уровней подтверждается при изучении (α, ρ)- и (ρ, ρ')-реакций. В данной работе отмечается ряд особенностей в схеме переходов Fe^{57} . В работе [5] при исследовании γ - квантов с энергией 7,643 Мэв

при захвате Fe^{56} поляризованных нейтронов было найдено, что имеют место два перехода в основное состояние и на уровень I4 кэв в Fe^{57} . При этом интенсивность перехода в основное состояние равна $(49,19)\%$ суммарной интенсивности двух переходов. В работе [4] при измерениях спектров с разрешением $0,3\%$ линия с энергией 7643 кэв была явно уширена. Повторив измерения с разрешением $0,24\%$, нашли, что интенсивности переходов в основное состояние и на первый возбужденный уровень оказались одинаковыми с точностью до 10% . Результаты этой работы приведены в колонке 3 таблицы I.

Существенные сдвиги в изучении спектров захватного γ - излучения произошли в связи с появлением $Ge(Li)$ спектрометров.

При разрешении $0,5\%$ и лучше они позволяют получить детальную структуру спектра, а также позволяют работать с образцами из разделенных изотопов.

Работа [6] посвящена изучению с помощью $Ge(Li)$ гамма-спектрометра спектра захватного γ - излучения, возникающего при захвате тепловых нейтронов. Разрешение спектрометра $0,2\%$. В колонке 4 таблицы I приведены значения энергий γ - линий и интенсивности, выраженные в числе γ - квантов, образующихся на 100 захватов тепловых нейтронов в данном изотопе. Ряд работ посвящен изучению низколежащих уровней Fe^{56} .

В работе [7] с помощью однокристалльного сцинтилляционного спектрометра были измерены энергии и интенсивности γ - квантов в области энергий 20-1000 кэв. Результаты этой работы приведены в колонке 5 таблицы I.

Следующие две работы [8, 9] посвящены также изучению γ - квантов от теплового захвата нейтронов для низколежащих уровней Fe^{57} . Измерения проводились $Ge(Li)$ спектрометром. В работе [9] приводится схема распада Fe^{57} в энергетической области ниже 2 Мэв.

Энергии и интенсивности, выраженные в числе γ - квантов на 100 захватов нейтронов, приведены в колонках 6,7 таблицы I. Остальные работы [10, 11] содержат отрывочные данные по γ - спектрам. Однако некоторые сведения из этих работ могут быть полезными при анализе γ - спектров.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

При рассмотрении всех работ следует остановиться на тех, в которых приводятся наиболее полные сведения по γ - спектрам и которые имеют наиболее совершенную методику измерения.

Так, для Fe^{56} в области энергий выше 1 Мэв за основу были взяты работы [4] и [6].

При рассмотрении области энергий ниже 1 Мэв за основу взяты работы [4], [8], [9]. Все остальные работы приведены лишь с целью дополнительного подтверждения наличия той или иной линии.

Прежде всего оценке подлежат две наиболее интенсивные γ - линии, соответствующие переходу ядра из возбужденного состояния в основное и на первый уровень 0,014 Мэв, с энергией 7,643 и 7,629 Мэв соответственно, так как γ - кванты, соответствующие этим γ - линиям, в среднем уносят около половины энергии возбуждения ядра. Работой [4] подтверждается наличие двух γ - линий, соответствующих переходу в основное состояние и на первый возбужденный уровень. В других работах эти линии не разрешены, однако интенсивность наиболее высокоэнергичной γ - линии увеличена почти вдвое. Поэтому сравнение надо производить для двух линий одновременно, тем более что при использовании в практических расчетах этих данных не имеет серьезного значения разница в энергии этого дублета 7,643 и 7,629 Мэв. В работе [4] дается значение интенсивности 46, в работе [6] - 53,9. Трудно отдать предпочтение той или другой работе, поэтому была выбрана средняя величина, равная 24,9.

Интенсивности γ - линий более низких энергий оценивались по следующим принципам: если данная γ - линия выделена несколькими авторами, то надо сравнивать интенсивности, отдавая предпочтение той или иной работе. Если невозможно отдавать предпочтение какой-либо работе, бралось среднее значение интенсивности для рассматриваемой γ - линии. Если γ - линия разрешена одним автором и не разрешена другими, то надо посмотреть группу γ - линий, близких к данной линии, и сравнивать суммарные интенсивности группы линий. Так, например, в работе [4] разрешены линии с энергией от 3,792 до 3,416 Мэв. Суммарная интенсивность составляет 6,841. В работе [2] в этой области энергий имеются γ - линии с энергией 3,72; 3,55; 3,430 Мэв. Суммарная интенсивность 6,85. Исследование γ - спектров в области ниже 1 Мэв представляет значительный интерес, т.к. в определенных композициях они могут являться определяющими. Так, например, в защитных композициях, состоящих из свинца, из-за наличия минимума в ходе полного коэффициента поглощения в области энергий 2-3 Мэв. γ - кванты с этой энергией будут являться определяющими при расчете радиационной защиты, разогрева и т.д. Исследования спектров в низкоэнергетической области, как указывалось выше, посвящены работы [7], [8], [9]. Наибольший интерес представляет работа [8]. В ней исследовались γ - кванты от 3 до 0,1 Мэв. Измерения, выполненные $Ge(Li)$ детектором, дают полные γ - спектры. Именно поэтому эти γ - спектры почти целиком взяты нами. Но и эти данные сравнивались с результатами других авторов по тем же принципам, описанным выше. Так, например, две γ - линии из работы [9] с энергией 1,627 и 1,612 Мэв имеют интенсивность 1,069 и 9,83 соответственно. Суммарная интенсивность 10,899. В работе [4] разрешена γ - линия с энергией 1,613, имеющая интенсивность 10,69. В работе [11]

γ - линия с энергией 1,628 имеет интенсивность 10,3. Следовательно, сравнению подлежат три цифры: 10,90; 10,69 и 10,3 и т.д. Окончательные результаты для γ - спектров изотопа Fe^{56} приведены в колонке 10 таблицы I. Для контроля правильности выбора этих данных проводилась проверка баланса энергии возбуждения ядра и энергии, выделенной в виде γ - квантов. Этот баланс записывается выражением.

$$\frac{\sum E_{\gamma i} I_{\gamma i}}{100} = \text{энергии связи нейтрона,}$$

$$\text{энергии возбуждения ядра.}$$

Левая часть выше приведенного выражения, полученная из рекомендуемых нами данных, равна 718,4 Мэв, что соответствует 94% энергии связи нейтрона. Такое расхождение можно считать вполне допустимым при использовании этих данных для практических расчетов.

Fe^{54}

Содержание данного изотопа в природном железе составляет 5,84%. Изучению γ - спектров данного изотопа посвящены работы [12], [13], [14] и др.

В таблице 2 приводятся γ - спектры, полученные разными авторами при захвате тепловых нейтронов.

В работе [12] γ - спектры получены с помощью $Ge(Li)$ спектрометра. Энергии γ - квантов и интенсивности, полученные на 100 захватов тепловых нейтронов в данном изотопе железа, приведены в колонке 1 таблицы 2.

В работе [13] изучение спектров проводилось с помощью магнитного комптоновского спектрометра с разрешением 2% и нижней границей измерения 0,3 Мэв.

Погрешности в определении интенсивности 20%, при малой интенсивности 50%. Энергии и интенсивности γ - квантов приводятся в колонке 2 таблицы 2.

В работе [14] спектры исследовались методом совпадений γ - лучей между 3-кристальным парным спектрометром NaI . Были получены высокоэнергетичные γ - линии и относительные интенсивности. Результаты этой работы приведены в колонке 3 таблицы 2. В следующей работе [6] также имеются данные по захватному γ - излучению в Fe^{54} , которые получены с помощью $Ge(Li)$ спектрометра. Энергии γ - лучей и относительные интенсивности приведены в колонке 4 таблицы 2.

При обсуждении данных по γ - спектрам следует остановиться на работах [12], [13].

Тем не менее данные остальных работ [14], [15], [16] могут быть полезными при анализе γ - спектров и выборе интенсивностей γ - лучей.

Обсуждение результатов

При выборе данных для изотопа Fe^{54} мы руководствовались теми же принципами, которые обсуждались при выборе данных по Fe^{56} .

Наиболее интенсивной γ -линией является линия с энергией 9,297 Мэв, которая соответствует переходу возбужденного ядра в основное состояние. Значение интенсивностей этой линии равно 65 [12], 61 [13], 66 [4].

Было выбрано значение 65, причем предпочтение отдавалось работе [12]. Значение интенсивностей γ -лучей с энергией 8,885 Мэв, возникающих при переходе возбужденного ядра на первый уровень, равно 12 [12], 11 [4], 12 [13]. Было взято значение 12, которое подтверждается и другими работами [14], [15], [6], если привязать относительные интенсивности в этих работах к значению интенсивности, равной 65 для γ -линии с энергией 9,297 Мэв. Далее при рассмотрении γ -квантов более низких энергий в работе [13] слабо интенсивные γ -линии не разрешены, выделены наиболее интенсивные γ -линии. Поэтому сравнивать опять приходится группы линий, разрешенных в работе [12]. Так, например, в работе [12] линии с энергией 3,040; 3,028; 3,005 имеют суммарную интенсивность 4,1; в работе [13] - линия с энергией 3,07 Мэв имеет интенсивность 4,0 и т.д. В этом случае, когда имеются существенные расхождения, отдается предпочтение работе [12], где применялась более совершенная методика измерения γ -спектров. Выбранные нами данные по изотопу Fe^{54} приведены в колонке 8 таблицы 2. Проводилась также проверка баланса энергии возбуждения и выделенной в виде γ -квантов энергии. Количество выделенной энергии в виде γ -квантов соответствует 104,2% энергии возбуждения ядра. Принимая во внимание малое содержание данного изотопа в естественном железе, можно допустить расхождение при использовании рекомендуемых данных для практических целей.

Fe⁵⁷

Содержание этого изотопа в естественном железе составляет 2,17%. Ввиду малого процентного содержания, а следовательно, и малого вклада в захватное γ -излучение исследованию γ -спектров Fe^{57} посвящена только одна работа [17].

Измерения γ -спектров проводились с помощью трехкристального синглицитационного спектрометра. Разрешение спектрометра 4-5%. В таблице 3 приводятся энергии, линии и абсолютные интенсивности, полученные в виде γ -квантов на 100 захватов нейтронов в данном изотопе. Эти данные далеко не полные, так как только около 50 энергии возбужденного ядра табулировано в виде отдельных линий.

ПРОМЕЖУТОЧНЫЕ НЕЙТРОНЫ

Большой интерес представляют данные, полученные при радиационном захвате промежуточных нейтронов. Спектры, возникающие при захвате промежуточных нейтронов, могут сильно отличаться от спектров, возникающих при захвате тепловых нейтронов. Это отличие может быть связано с изменением самого механизма реакции (n, γ) на промежуточных нейтронах (прямой захват, захват через входные состояния). Захват тепловых нейтронов обусловлен одним или несколькими ближайшими к энергии связи нейтрона в ядре резонансами, тогда как захват промежуточных нейтронов (даже в легких ядрах) обусловлен захватом на многие резонансные уровни. Принимая во внимание распределение Портер-Томаса перциальных шири, спектр γ - излучения от захвата промежуточных нейтронов как усредненный по распределению Портер-Томаса, будет сильно отличаться от спектра, возникающего при захвате тепловых нейтронов.

Изучению спектров γ - квантов, полученных при захвате промежуточных нейтронов изотопами железа, посвящены работы [18], [19], [20], [21], [22].

В работе [18] представлены относительные интенсивности γ - лучей, полученных при захвате нейтронов при 1148 эв резонансе в Fe^{56} . Измерения проводились NaI детектором.

Результаты этой работы в сравнении с захватом на тепловых нейтронах приведены в таблице 4.

В работе [19] даны относительные интенсивности γ - квантов, полученные при захвате нейтронов с энергией 1,2 кэв в сравнении с захватом тепловых нейтронов. Измерения проводились NaI детектором. Отмечается, что при захвате промежуточных нейтронов наблюдается сильный переход в основное состояние. Результаты данной работы приведены в таблице 5.

В работе [20] приведены интенсивности γ - квантов, полученные при захвате 15-80 кэв нейтронов в Fe^{54} и Fe^{56} . Результаты даны в таблице 6 в сравнении с захватом на тепловых нейтронах.

В работе [21] приведены интенсивности γ - квантов, полученных при захвате нейтронов с энергией от 5 до 90 кэв для Fe^{54} и Fe^{56} . Наблюдается деформация спектра γ - квантов от энергии нейтронов. Результаты этой работы приведены в таблице 7.

Вышеприведенные данные по γ - спектрам, полученным от захвата промежуточных нейтронов, являются далеко не полными, чтобы использовать их при расчетах ядерных реакторов. Однако некоторые выводы можно сделать. При захвате нейтронов в изотопах железа наблюдается сильный переход в основное состояние. Наблюдается деформация γ - спектра с изменением энергии поглощаемых нейтронов. Эта деформация должна учитываться в тех случаях, когда вторичное γ - излучение играет большую роль. Именно поэтому дальнейшее изучение и уточнение γ - спектров от захвата промежуточных нейтронов является задачей чрезвычайно актуальной.

Пояснения к таблицам

E_γ - энергия γ -лучей в Мэв, приводится в таком виде, как дают авторы указанных работ.

В круглых скобках, следующих за величиной энергии, указывается ошибка в последней значащей цифре (например, 3,068 (6) означает $3,068 \pm 0,006$).

I_γ - абсолютные интенсивности γ -лучей на 100 захватов в данном изотопе.

Ошибки в определении интенсивности не менее 10-20% для хорошо разрешенных линий и 50% для слабо разрешенных линий.

\bar{I}_γ - отн.ед. - относительные интенсивности в произвольных единицах.

E_n - энергия нейтронов; *thermal* - тепловые нейтроны.

[I]		[2]		[4]		[6]		[II]		Рекомендуемые данные	
E_r	I_r	E_r	I_r	E_r	I_r	E_r	I_r	E_r	I_r	E_r	I_r
I	2	3	4	5	6	7	8	9	10	II	I2
7,639(4)	3I	7,636(10)	33,7	7,643(4)	23	7,63I	5I	7,64	66,28	7,643	24,9
				7,629(4)	23	7,620	2,9			7,629	24,9
						7,375	2,4			7,375	2,4
7,285(9)	3,2	7,275(15)	5,66	7,277(6)	5,66			7,23		7,277	5,58
6,369(9)	0,32	6,43 (3)	0,75	6,379(7)	0,64					6,379	0,64
				6,295(8)	0,II					6,295	0,II
6,0I5(7)	6,4I	6,026(15)	8,44	6,0I8(5)	9,I	6,0I7	8,6			6,0I8	8,9
5,9I4(10)	6,4I	5,92(3)	9,3	5,920(5)	8,9	5,9I7	7,2	5,97		5,920	8,68
		5,5I(3)	0,64	5,499(6)	0,2I					5,499	0,2I
4,968(4)	0,64	4,94(2)	0,96	4,950(5)	0,86					4,950	0,86
				4,885(7)	0,II					4,885	0,II
4,8I (2)	I,07	4,805(15)	2,2	4,8I0(5)	2,0	4,8I4	I,7			4,8I0	I,86
				4,680(7)	0,32					4,680	0,32
				4,662(7)	0,II					4,662	0,4
4,44(3)	I,07			4,662(6)	0,53	4,443				4,462	0,53
		4,405(15)	2,35	4,405(6)	I,50	4,4I0	I,2	4,42		4,405	I,35
				4,274(6)	0,43					4,274	0,43
4,2I(3)	2,I4	4,220(15)	4,6	4,2I7(6)	3,35	4,220	4,3	4,23		4,2I7	3,9
		4,03 (2)	I,5	4,0I4(6)	0,43					4,0I4	0,43
3,86(5)	0,75	3,844(15)	2,46	3,855	I,28	3,860	2,3	3,85		3,855	I,28
				3,792(6)	0,32					3,792	0,32
		3,72(2)	I,I8	3,778(6)	0,32					3,778	0,32
				3,665(6)	0,2I					3,665	0,2I
		3,55(2)	I,5	3,504(7)	0,32					3,504	0,32
				3,489(7)	0,64					3,489	0,69
3,43(3)	2,I4	3,430(15)	4,I7	3,440(5)	2,35					3,440	2,35
				3,4I6(6)	2,67			3,42		3,4I6	2,67
				3,360	0,54					3,360	0,54
				3,325(6)	0,II					3,325	0,II
				3,296(6)	0,54					3,296	0,54
				3,272(5)	I,82					3,272	I,82
		3,24(15)	3,I	3,242(6)	0,43					3,242	0,43
3,22				3,228(6)	0,54					3,228	0,54
				3,I92(5)	I,07					3,I92	I,07
		3,I5(2)	2,24	3,I72(6)	0,64					3,I72	0,64
				3,I09(6)	0,75					3,I09	0,75
				3,068(6)	0,54					3,068	0,54
				2,955	0,75					2,955	0,75

Продолжение таблицы I

[2]		[4]		[6]	[7]		8		9		10		11		Рекомендуемые данные	
E_r	I_r	E_r	I_r	E_r	E_r	I_r	E_r	I_r	E_r	I_r	E_r	E_r	I_r	E_r	I_r	
		2,880(6)	0,53				2,873(10)	0,64						2,880	0,64	
2,840(15)	2,24	2,836(5)	0,86				2,8350(8)	0,75						2,835	0,75	
							2,8208(10)	0,32						2,820	0,32	
2,730(15)	3,1	2,720(6)	2,24				2,7219(8)	2,24			2,73			2,722	2,24	
		2,698(6)	0,53				2,6964(10)	0,53						2,698	0,53	
2,67(2)	1,07						2,6832	0,64						2,683	0,64	
		2,535(6)	0,53											2,535	0,53	
2,476(8)		2,476(8)	0,53				2,4685(8)	0,86			2,42			2,468	0,53	
2,143(10)	1,5	2,138(5)	0,86				2,137(10)	0,96			2,14	3,74		2,137	0,96	
		2,070(6)	0,75											2,070	0,75	
1,800(15)	2,46															
1,72(1)	6,84	1,727(4)	11,8				1,7257(5)	13,4	1,7255	13,4	1,722	1,730	10,2	1,727	13,4	
1,626(12)	6,52			1,620			1,6273(10)	1,07			1,628	1,628	10,3	1,6273	1,07	
		1,613(4)	10,69				1,6124(5)	9,83	1,6125	9,83				1,6124	9,83	
1,530(15)	2,03															
				1,517												
							1,3593(3)	2,03	1,359	2,03				1,359	2,03	
		1,264(5)	4,28				1,2614(5)	5,45	1,261	5,45	1,274	1,265	6,52	1,2614	5,45	
1,236(12)	1,6															
				1,195												
				1,175												
							1,0186(3)	3,31	10,18	3,31	1,028	1,026	2,67	1,0186	3,31	
							0,921(3)	1,39	0,922	1,39	0,916	0,906	4,81	0,9210	1,39	
				0,862	0,851	71	0,8983(3)	3,21	0,898	3,21		0,813		0,8983	3,21	
				0,674			0,705	2,56						0,705	2,56	
							0,6922(2)	9,62	0,692	10,7	0,698	0,697	8,66	0,6922	9,62	
							0,5702(3)	0,64	0,569	0,64		0,590	1,18	0,5702	0,64	
											0,514	0,514	12,6	0,514	12,6	
0,454(10)	4,38				0,442	8,0								0,454	4,38	
												0,416	2,03	0,416	2,03	
0,364(18)	7,16			0,366	0,356	11,0	0,3662(7)	2,24	0,366	2,24	0,353	0,356	16,0	0,356	2,24	
							0,3523(9)	12,7	0,351	12,7				0,352	12,7	
0,313(6)	3,42				0,316	6,5										
				0,278								0,286	1,5	0,286	1,5	
				0,259												
							0,2303(3)	0,96	0,231	0,96	0,226	0,231	2,89	0,231	0,96	

Продолжение таблицы I

[2]		[4]		[6]	[7]		[8]		[9]		[10]	[11]		Рекомендуемые данные	
E_{γ}	I_{γ}	E_{γ}	I_{γ}	E_{γ}	E_{γ}	I_{γ}	E_{γ}	I_{γ}	E_{γ}	I_{γ}	E_{γ}	E_{γ}	I_{γ}		
					0,136	18,5	0,1366(3)	0,53				0,160	2,03		
							0,1219(8)	4,06	0,1225	4,06	0,118	0,124	3,2	0,1366	0,53
														0,1219	4,06

Fe^{54}

Таблица 2

[12]		[13]		[14]		[6]		[15]		[4]		[16]	Рекомендуемые данные	
E_{γ}	I_{γ}	E_{γ}	I_{γ}	E_{γ}	I_{γ} , отн. ед.	E_{γ}	I_{γ} , отн. ед.	E_{γ}	I_{γ} , отн. ед.	E_{γ}	I_{γ}	E_{γ}	E_{γ}	I_{γ}
5,297(5)	65	9,31(3)	61	9,29	100	9,297	96	9,300	100	9,298(5)	66	9,296(3)	9,297	65
8,885(5)	12	8,89(3)	12	8,87	19	8,882	19	8,880	18(2)	8,882(6)	11	8,886(3)	8,885	12
						8,135	1,4					8,135	8,135	0,94
7,385(5)	0,1											7,377(5)	7,385	0,1
7,363(5)	0,1	7,27 d ^x	3,0	7,23	3,0			7,28(2)	1,8(4)	7,363			7,363	0,1
7,250(5)	1,8					7,215	2,9					7,248(3)	7,250	1,8
6,820(5)	2,1	6,82(2)	2,0	6,8	4	6,816	4,3	6,831	3,2(7)	6,831(8)	1,4	6,828(3)	6,820	2,2
6,617(5)	0,7												6,617	0,7
6,265(5)	3,5	6,27(2)	3,0	6,22	5	6,257		6,27	4,2(8)	6,269(8)	2,2	6,266(3)	6,265	3,5
5,747(5)	2,6	5,75(2)	2,5	5,67	5	5,742	1,5	5,74	4,2(8)	5,750(6)	4,0	5,746(2)	5,747	2,6
5,504(5)	2,9	5,50(2)	2,0	5,44	5	5,509		5,5	4,7(7)	5,499(2)	4,6	5,509(2)	5,504	2,9
5,388(5)	1,1	5,37(4)	1,3									5,391(3)	5,388	1,1
4,800(5)	3,3	4,73 d	3,0					4,78(2)	3,2			4,802	4,800	3,3
4,715(5)	1,2			4,71	7							4,707(3)	4,715	1,2
4,580(5)	2,7	4,55(3)	1,4									4,587(2)	4,589	2,7
4,535(5)	0,5											4,532(6)	4,535	0,5
4,495(5)	3,4			4,5	9			4,54(2)	8,5(16)			4,495(3)	4,495	3,4
4,456(5)	1,6	4,46(2)	1,5									4,455(2)	4,456	1,6
4,180(5)	0,8	4,17	1,5										4,180	0,8
4,012(5)	0,3												4,012	0,3
3,960(5)	0,5												3,960	0,5
3,906(5)	0,8											3,902(4)	3,906	0,8

Продолжение таблицы 2

I2		I3		[I4]		[6]		[I5]		[4]		[I6]		Рекомендуемые данные	
				E_{γ}	I_{γ} , отт.ед.	E_{γ}	I_{γ} , отт.ед.	E_{γ}	I_{γ} , отт.ед.	E_{γ}	I_{γ}	E_{γ}	I_{γ}	E_{γ}	I_{γ}
3,790(5)	1,8	3,79(2)	1,7									3,792(4)	3,790		1,8
3,555(5)	1,4											3,548(5)	3,555		1,4
3,508(5)	1,0											3,508	3,508		1,0
		3,38(2)	1,5												
3,040(5)	0,5												3,04		0,5
3,028(5)	2,6	3,07 <i>d</i>	4,0									3,028(2)	3,028		2,6
3,005(5)	1,0											3,005	3,005		1,0
2,873(5)	1,1	2,90(2)	1,0									3,873	3,873		1,1
2,791(5)	0,7												2,791		0,7
		2,67(2)	1,5												
2,618(5)	2,4	2,63(3)	1,0									2,618(2)	2,618		2,4
2,468(5)	3,9	2,47(2)	2,4					2,48(2)	4,9			2,470(1)	2,468		3,9
								2,24(2)	6,7						
2,05(5)	2,0	2,05(2)	2,5			2,072						2,052(3)	2,05		2,0
1,920(5)	2,1	1,92(2)	2,5									1,918(2)	1,920		2,1
1,878(5)	0,8					1,812						1,878(2)	1,878		0,8
1,640(3)	1,7	1,63(2)	1,5									1,638(1)	1,640		1,7
1,503(3)	0,7	1,50(2)	1,5									1,506(2)	1,503		0,7
1,315(3)	0,8	1,32(2)	1,0			1,328							1,315		0,8
		1,24(2)	1,0										1,24		1,0
0,931(3)	2,1	0,93	10,0			1,077						0,931(2)	0,931		2,1
0,412(3)	19	0,41(2)	29,0			0,427						0,412(1)	0,412		19

d - дублет.

Fe^{57}
[I7]

Таблица 3

E_{γ}	I_{γ}
10,00	2,0
8,37	8,4
7,26	7,2
6,96	7,2
6,51	6,9
6,18 ?	3,2
5,87 ?	3,6
6,69 ?	4,3
5,50	8,6
5,05	7,6
4,74	5,4
4,54 ?	2,2
4,35	2,0
4,18	3,3
3,86 <i>m</i>	6,2
3,54	4,0
3,29	6,5
3,08	3,1
2,78 <i>m</i>	14,9
2,42 ?	3,3
1,97 <i>m</i>	7,2
1,66	8,5

? - линии выделены недостаточно надежно.

m - группа линий.

Fe^{56}
[18]

Таблица 4

E_n	II48 эв	<i>thermal</i>
E_γ	I_γ , отн.ед.	I_γ , отн.ед.
7,64	10	10
7,48(8)	2	-
6,36(4)	5	0,5
4,9 (I)	I	-
4,4 (I)	I	-

Fe^{56}
[19]

Таблица 5

E_n	<i>thermal</i>	<i>thermal</i>	<i>thermal</i>	1,2 кэв
E_γ	I_γ , отн.ед.	I_γ , отн.ед.	I_γ , отн.ед.	I_γ , отн.ед.
	[23]	[24]	[19]	[19]
7,639	100	100	100	100
7,273	9,7	17	23	25
6,932				35
6,440		2,2		2,6
6,373	1,1		- 1,6	
6,009	15,5} 30	25} 53	} 50	} 49
5,911	14,5}	28}	}	}

Fe⁵⁴
[20]

Таблица 6

E_n		5+80 кэВ		$thermal^*$
E_{up}	E_r	I_r	I_r	
0	9,33	17		63
0,42	8,92	9		12
0,93	8,40	9		
1,32	8,04	4		
1,41	7,81	2		
1,93	7,35	9 ^{1/2}		0,1
2,06				1,8
2,16				
2,22	7,12	3 ^{1/2}		
2,31				
2,48	6,85	7 ^{1/2}		2,1
a)				
2,94	6,43	7 ^{1/2}		
a)				
3,04	6,25	5 ^{1/2}		3,2
a)	5,97	4		
3,56				2,6
a)				
3,80	5,54	9		2,5
a)				
3,92	5,3	5		1,2
a)				
4,51	4,98	8		3,3
	4,66	5 ^{1/2}		
	4,05	7		
	3,82	6		
3,37	3,37	8		
	2,97	17 ^{1/2}		
	2,48	19 ^{1/2}		
	1,97			
0	7,68	33		23
0,014				
0,135	7,55	10 ^{1/2}		
0,365	7,29	2 ^{1/2}		5,6
0,706	6,98	5		
12				

* Bartholomew et al. , а) другие уровни.

Fe^{56}

Продолжение таблицы 6

[20]

E_n	E_r	5+80 кэВ	<i>thermal</i> *
$E_{гр.}$		I_r	I_r
1,26	6,42	6	0,7
1,36			
1,63	6,04	$6^{1/2}$	9,1
1,73	5,94		8,9
1,99			
2,12	5,54	1	0,2
a)			
2,36	5,33	1	
a)			
2,70	4,98	$12^{1/2}$	0,8
a)			2,0
2,92	4,72	$9^{1/2}$	2,0
a)			
3,18	4,55	4	0,6
a)			15
3,37			0,4
3,43	4,32	6	
a)			
3,78	3,89	$2^{1/2}$	1,3
	3,48	$4^{1/2}$	
	3,20	5	
	2,93	7	
	2,67	$17^{1/2}$	
	2,9	9	

* - Bartholomew et al.

, а) другие уровни.

Fe⁵⁴

[21]

Интенсивности на 100 захватов для различных энергетических групп нейтронов

Таблица 7

E_n		<i>thermal</i>	(20-40) кэВ	(40-75) кэВ	(20-75) кэВ
$E_f^* (a, \rho)$	E_f	I_{γ}	I_{γ}	I_{γ}	I_{γ}
0	9,296	58	37	43	40
0,413	8,886	11	9	25	23
0,933	8,273		36	10	17
1,322	7,884		3	7	5
1,413	7,723	0,1	0	0	0
1,925	7,377				
2,058	7,248	1,6			
2,151					
2,478		1,9			
2,546					
2,585					
3,035	6,266	2,9			

E_n		<i>thermal</i>	1,17 кэВ	26кэВ	36 кэВ	52 кэВ	72 кэВ	20-75 кэВ
E_f^*	E_f^+	I_f	I_f	I_f	I_f	I_f	I_f	I_f
0	7,643	21,5	18,3	32,1	19,8	8,4	18,9	20,6
0,014	7,629	21,5	35,8	21,0	33,2	10,9	24,7	23,2
0,135	7,507‡		2,5	0,9	1,0	6,8	13,4	5,0
0,365	7,277	5,3	0,8		3,7	16,7	11,0	6,6
0,706	6,937‡			2,3	8,2	5,5	2,9	3,4
1,008	6,635‡						1,0	0,3
1,198	6,445‡		0,9					
1,264	6,379	0,6	13,1	7,1	10,2	5,9		5,3
1,358	6,285‡						3,2	1,0
1,629	6,018	8,5	1,3	5,0	6,8	6,8	4,5	6,4
1,727	5,920	8,3	2,9			3,6	4,2	1,8
1,994	5,649‡							
2,122	5,521‡							
2,210	5,433‡							
2,225	5,418‡							
2,460	5,183‡							
2,509	5,134‡							
2,556	5,087‡							
2,576	5,067‡							
2,600	5,043‡							
2,700	4,950‡	0,8	2,1	9,4				3,9
2,840	4,810	1,9	0,2	0,0	3,0	11,2	1,5	3,5
2,920	4,723			7,7				4,2
2,963	4,680	0,4						
3,184	4,462	0,5	2,1					
3,243	4,405	1,4	0,7					
3,380	4,274‡	0,4						
3,426	4,217	3,3	0,2					
3,620	4,014	0,4						
3,788	3,855	1,2	0,6					
3,851	3,792	0,3						
3,865	3,778	0,3						
3,978	3,665	0,2						
4,139	3,504	0,3						
4,160	3,489	0,6						
4,203	3,440	2,2						
4,227	3,416	2,5						

* Bartholomew *et al.* (1967); энергия возбуждения уровня, полученного от (d, p)-реакции; + Грошев и др. (1964); ‡ - ожидаемые γ -лучи от (d, p)-реакции.

[22]

Таблица 8

Fe^{56} $Z = 74$ кэВ E_{γ}	Fe^{54} $Z = 52$ кэВ E_{γ}
7,641	9,296
6,44	8,886
6,02	8,366
5,13	7,883
4,813	7,238
-	6,826
-	6,356

ЛИТЕРАТУРА

1. G.A.Bartholomew, L.A.Higgs - AECL - 669 (1958).
Compilation of thermal neutron capture gamma rays.
2. Л.В.Грошев, А.М.Демидов, В.Н.Луценко, В.И.Пелехов. Атлас γ -лучей радиационного захвата тепловых нейтронов. Атомиздат, Москва, 1958.
3. Л.В.Грошев и др. *Nuclear Data*, АЗ, 367 (1967).
4. Л.В.Грошев, А.М.Демидов, В.Н.Луценко, Г.А.Котельников. Спектры γ -лучей из реакции $Fe^{56}(\ n, \gamma)Fe^{57}$. "Изв. Ак.Наук", 128, № 7, 1234 (1964).
5. J.Veroier. Circular polarization of rays following the capture of polarized neutrons.
Nucl. Phys., v. 26, No. 1, 10 (1961).
6. Д.Л.Бродер, А.Ф.Гамалий, Б.Ф.Земцев, Б.В.Нестеров, Л.П.Хамьянов. Гамма-излучение при захвате тепловых нейтронов на изотопах хрома и железа. Препринт ФЭИ-205 (1970).
7. J.Urbancs, J.Kajfosz, J. Koresky. Радиационный захват нейтрона ядрами Sc, Fe, Cu, Mo, Cd, La. *Czechoslov. J. Phys.*, 10B, 275 (1960).
8. J.Honzátko, E.A.Eissa, K.Konecky. Thermal neutron capture gamma-ray transitions in low lying states of Fe^{57} . *Czechoslov. J. Phys.*, 19B, 248 (1968).
9. E.A.Eissa, J.Honzátko. Study of Fe^{57} low-energy states.
Z. Phys., 243, 114 (1971).
10. N.F.Fiebiger, W.R.Kane, R.E.Segel. Thermal neutron capture gamma-rays in iron. *Phys. Rev.*, v. 125, No. 6, 2031 (1962).
11. R.C.Greenwood, J.H.Reed - IITRI-1193-53 V1 (1965).
12. S.E.Arnell, R.Hardell, A.Hasselgren, L.Jonsson, O.Skeppstedt. Thermal neutron capture gammas measured with Ge(11) spectrometer and internal reactor targets.
Nucl. Inst. Methods, 54, 165 (1967).
13. Н.Г.Лоскутова, Э.Л.Рудак, Е.И.Фирсов. Спектр γ -лучей от реакции $Fe^{54}(\ n, \gamma)Fe^{55}$. "Яд. физ.", том 2, вып. I, 84I (1965).
14. H.Ikegami, S.Manaro, W.R.Kane. Coincidence studies of the thermal-neutron capture.
Bull. Am. Phys. Soc., 8, No.4, 335, K12 (1963).
15. R.Hardell, S.E.Arnell and P.Blichert-Toft. Thermal neutron capture gammas of Fe^{55} . *Arkiv Fysik* 30, 500 (1965).
16. E.D.Early, G.A.Bartholomew-AECL-1610, p. 40 (1966).
 $Fe^{54}(\ n, \gamma)Fe^{55}$.

17. А.В.Мурзин, Ф.В.Белых, В.И.Гольштин, А.Ф.Огородник. Спектры γ -лучей из реакции $Fe^{57}(n, \gamma)Fe^{58}$. "Яд. физ.", том 6, вып. 3, (1967).
18. R.C.Block. γ -ray spectra from neutron captured in Fe^{56} of 1140 eV resonance.
Bull. Am. Phys. Soc., 10, No.1, 12, ADB (1965).
19. J.A.Moore, H.Palevsky, R.E.Chrien. Neutron capture in iron. Phys. Rev., 132, 801 (1963).
20. J.R.Bird. KeV-neutron capture in iron. Nucl. Phys., A120, No.1, 113 (1968).
21. M.J.Kenny. KeV resonance neutron capture in iron. Australian Journal of Physics, V. 24, No. 6, December, p. 805 (1971).
22. J.A.Biggerstaff, J.R.Bird, J.H.Gibbons, W.M.Godd. Resonant neutron spectra in Fe^{54} , Fe^{56} . Bull. Am. Phys. Soc., 8, 333 (1963) ONL.
23. B.B.Kinsey and G.A.Bartholomew. Neutron capture γ -rays from titanium, chromium, iron, nickel and zinc. Phys. Rev. 89, 375 (1953).
24. Л.В.Грошев и др. Исследование γ -лучей, испускаемых ядрами титана, железа и кремния при захвате тепловых нейтронов. "Атомная энергия", 2, 40, 1956.

ИЗУЧЕНИЕ РЕАКЦИИ $Zn^{68}(n, \gamma) Zn^{69}$

А.Г.Довбенко, Г.Г.Заикин, А.Е.Игнатюк, И.А.Корж, М.В.Масечник,
Н.Т.Скляр, В.А.Толстикова

Изучение реакций радиационного захвата нейтронов представляет интерес как с точки зрения технологии реакторов, так и с точки зрения проверки существующих теоретических представлений о процессе радиационного захвата.

Сечение захвата нейтронов для цинка, который является одним из конструктивных материалов, представляет несомненный интерес, тем более, что до настоящего времени в литературе нет данных по функции возбуждения этой реакции.

Сечения радиационного захвата важны для проверки статистической теории ядерных реакций, которая используется для расчета недоступных измерению сечений захвата нейтронов. Реакция захвата нейтронов ядром Zn^{68} интересна еще с той точки зрения, что в результате этой реакции формируется изомерная пара, а отношение вероятностей формирования изомерной пары может дать информацию о зависимости плотности уровней ядра от спина.

М е т о д

Для получения сечений захвата нейтронов ядром Zn^{68} и отношений вероятностей формирования изомерной пары использовался активационный метод [1].

В результате захвата нейтрона ядром Zn^{68} образуется основное или метастабильное состояние радиоактивного ядра Zn^{69} , схема распада которого приведена на рис. 1 [2]. β - активность с периодом полураспада $T_{1/2\beta} = 58,5$ мин дает информацию об актах захвата нейтронов, которые приводят к образованию основного состояния Zn^{69} . Акт захвата нейтрона ядром Zn^{68} , который приводит к метастабильному состоянию Zn^{69} , можно регистрировать по γ -излучению ($E_{\gamma} = 439$ кэВ), которое соответствует переходу от изомерного состояния в основное. Но так как периоды полураспада основного и изомерного состояний Zn^{69} сильно отличаются ($T_{1/2\beta} = 58,5$ мин, $T_{1/2m} = 13,9$ час), то имеется возможность регистрировать акты захвата нейтрона, приводящие к метастабильному состоянию и с помощью измерения β -активности Zn^{69} .

β - активность Zn^{69} в зависимости от времени можно выразить в форме

$$A(t) = a e^{-\lambda_g t} + b e^{-\lambda_m t}, \quad (I)$$

где λ_g и λ_m - постоянные распада основного и метастабильного состояний Zn^{69} , a и b - экстраполированные к началу измерения активности с периодами полураспадов $T_{1/2g}$ и $T_{1/2m}$ соответственно.

Величины a и b связаны с сечениями образования основного и изомерного состояний Zn^{69} σ_g и σ_m , постоянными распада λ_g и λ_m , временами облучения (t_0) образца Zn^{68} , временами высвечивания (t_b) и измерения (t_u) активности, потоком нейтронов на образец Φ и числом ядер Zn^{68} в образце N следующим образом.

$$a = \left[\frac{\sigma_g + \sigma_m}{\lambda_g} - \frac{\sigma_m}{\lambda_g - \lambda_m} \right] \Phi N (1 - e^{-\lambda_g t_0}) e^{-\lambda_g t_b} (1 - e^{-\lambda_g t_u}), \quad (2)$$

$$b = \frac{\lambda_g \sigma_m}{\lambda_m (\lambda_g - \lambda_m)} \Phi N (1 - e^{-\lambda_m t_0}) e^{-\lambda_m t_b} (1 - e^{-\lambda_m t_u}). \quad (3)$$

Из этих двух уравнений отношение вероятностей формирования изомерной пары будет иметь вид:

$$\frac{\sigma_g}{\sigma_m} = \frac{\lambda_g}{\lambda_g - \lambda_m} \cdot \left(\frac{a \cdot \lambda_m \cdot \lambda_g}{b f_g \lambda_m} + 1 \right) - 1, \quad (4)$$

где f_g и f_m - это временные факторы вида

$$(1 - e^{-\lambda t_0}) e^{-\lambda t_b} (1 - e^{-\lambda t_u})$$

Таким образом, проследив β - активность Zn^{69} во времени, и выделив активности, соответствующие λ_g и λ_m , мы получили отношение вероятностей формирования изомерной пары.

Практически поступали следующим образом: прослеживали β - активность образца цинка в течение ~ 50 ч измерения, где вкладом активности с периодом полураспада $T_{1/2g}$ можно пренебречь, обрабатывали по методу наименьших квадратов. В результате получали значения b и λ_m , а также их ошибки. Из суммарной активности вычитали активность, соответствующую λ_m , и разностную активность опять же обрабатывали по методу наименьших квадратов (т.е. проводили прямую по этим данным в полулогарифмическом масштабе, используя указанный метод). Результаты такой обработки для одной $E = 600$ кэв представлены на рис. 2.

Полученные таким образом a , λ_g и b , λ_m , а также их ошибки использовались для определения отношения вероятностей формирования изомерной пары по формуле (4) и ошибки этого отношения.

Но так как в этом методе идентификация активности идет только по периодам полураспада, то появляется трудность, связанная с вкладом реакции

$Zn^{64}(n, \rho)Cu^{64}$. Период полураспада Cu^{64} равен 13 ч. [2], т.е. очень близок к периоду полураспада изомерного состояния Zn^{69} ($T_{1/2m}=13,9$ ч), и разделить эти две активности не представляется возможным. Так как содержание Zn^{64} в используемых образцах цинка было 5,4% и сечение реакции $Zn^{64}(n, \rho)Cu^{64}$ [3] резко возрастает с увеличением энергии нейтронов, вклад этой реакции не был нами замечен для энергий нейтронов $E_n < 2$ Мэв. При энергиях нейтронов $E_n > 2$ Мэв в β -спектре активности цинка появлялась γ -линия с энергией $E_{\gamma} = 0,51$ Мэв, т.е. наблюдался вклад реакции $Zn^{64}(n, \rho)Cu^{64}$, и, следовательно, отношение вероятностей формирования изомерной пары, полученное с помощью измерения β -активности цинка, искажалось вкладом этой реакции.

Поэтому измерение изомерного отношения при $E_n > 2$ Мэв было проведено следующим образом. Был определен относительный ход сечения образования метастабильного состояния Zn^{69} при помощи измерения β -активности ($E_{\beta} = 439$ кэв) образцов в зависимости от энергии нейтронов. Тогда отношение этих активностей к потокам нейтронов (потоки сравнивались с помощью камеры деления U^{235}) и весу образцов дает энергетический ход относительного сечения σ_m . Эти результаты могут исказиться самопоглощением γ -лучей в образце, так как образцы, используемые при разных энергиях нейтронов, отличались по толщине (256-347 мг/см² ZnO). Но оценка поглощения γ -лучей в образце показала, что для двух экстремальных толщин образцов отношения измеренных активностей к истинным совпадают с точностью $< 1\%$.

То есть относительный ход сечения σ_m с указанной точностью не искажается самопоглощением γ -лучей в образце. Полученное сечение образования метастабильного состояния Zn^{69} нормируется с помощью не искаженного вкладом реакции $Zn^{64}(n, \rho)Cu^{64}$ изомерного отношения ($E_n < 2$ Мэв) и сечения образования основного состояния Zn^{69} .

Сечение образования основного состояния Zn^{69} в результате реакции $Zn^{68}(n, \gamma)$ получали при помощи сравнения β -активностей с периодом полураспада $T_{1/2g}$, наведенных в образце цинка быстрыми и тепловыми нейтронами. Используя формулу (2), это отношение можно записать

$$\frac{a^{\delta}}{a^{\tau}} = \frac{\sigma_g^{\delta} [1 - \sigma_m^{\delta} / \sigma_g^{\delta} (\frac{\lambda_m}{\lambda_g - \lambda_m})] \Phi_{\delta} f_g^{\delta}}{\sigma_g^{\tau} [1 - \sigma_m^{\tau} / \sigma_g^{\tau} (\frac{\lambda_m}{\lambda_g - \lambda_m})] \Phi_{\tau} f_g^{\tau}}, \quad (5)$$

где индексы δ и τ соответствуют быстрым и тепловым нейтронам. Из этого уравнения видно, что для определения сечения образования основного состояния Zn^{69} в результате реакции $Zn^{68}(n, \gamma)$ необходимо знать отношение активностей a^{δ}/a^{τ} , изомерное отношение для данной энергии нейтронов и для тепловых нейтронов и сечения деления U^{235} быстрыми и тепло-

выми нейтронами. Из этих величин экспериментально определялись относительные активности a^s/a^T и изомерное отношение для быстрых и тепловых нейтронов. Для энергий нейтронов $E_n > 2$ Мэв использовалось изомерное отношение, не исправленное на вклад реакции $Zn^{64}(n, p)Cu^{64}$. Но из-за структуры формулы (5) и данных постоянных распада этого первого приближения оказывалось вполне достаточно (вносится ошибка 1% в сечение образования основного состояния σ_g).

Имея в распоряжении сечения образования основного состояния Zn^{69} и не искаженные вкладом других реакций отношения вероятностей формирования изомерной пары до $E_n < 2$ Мэв, мы в этом энергетическом интервале легко получаем сечения образования метастабильного состояния Zn^{69} в результате исследуемой реакции $Zn^{68}(n, \gamma)$. Среднее значение отношений сечений σ_m к γ - активностям цинка до $E_n < 2$ Мэв, отнесенным к потокам нейтронов и весам образцов, будет нормировочным множителем для определенного ранее относительного сечения σ_m для $E_n > 2$ Мэв. Отношения таким образом пронормированного сечения σ_m к σ_g дадут отношения вероятностей формирования изомерной пары для $E_n > 2$ Мэв. Таким образом, мы можем получить сечения захвата нейтронов ядром Zn^{68} , которые равны сумме сечений σ_g и σ_m , и изомерное отношение $\frac{\sigma_m}{\sigma_m + \sigma_g}$.

Э к с п е р и м е н т

Источниками быстрых нейтронов служили реакции $Li^7(p, n)$ и $T(p, n)$, осуществляемые на электростатическом генераторе. Реакция $Li^7(p, n)$ использовалась как источник нейтронов с энергией в диапазоне 200-600 кэв. Литиевые мишени были в виде LiF -слоя, нанесенного методом испарения в вакууме на медную подложку толщиной 0,05 см. Толщина слоя LiF , определенная методом взвешивания, была равна 0,3 мг/см². Толщины литиевых мишеней проверялись также с помощью измерения выхода нейтронов под O^0 к пучку протонов у порога реакции $Li^7(p, n)$. Так как не было предпринято специальных мер для уменьшения углеродных загрязнений поверхности мишени и связанного с этим уходом энергии нейтронов и увеличения разброса их энергий, периодически проверялся порог реакции $Li^7(p, n)$. Сравнение выхода нейтронов из реакции $Li^7(p, n)$ под O^0 к пучку протонов (монитором служил интегратор тока) с дифференциальным сечением этой реакции в направлении вперед [4] подтвердило тот факт, что углеродные загрязнения мишени были незначительными при продолжительности работы около двух суток.

Реакция $T(p, n)$ служила источником нейтронов с энергией 600 - 2500 кэв. Тритиевые мишени были твердыми Ti - T-мишенями, подложки были медными и вольфрамовыми толщиной 0,05 и 0,03 см соответственно. Толщины слоев Ti определялись методом взвешивания и были равны 0,58 - 0,96 мг/см².

Применялось водяное охлаждение мишеней (слой воды 0,05 см). Использовался пучок протонов до 20 $\mu\text{ка}$. Используемые энергии нейтронов и их разброс, который определялся толщинами мишеней и геометрией облучения, приведены в таблице I.

Все облучения быстрыми нейтронами проводились под 0° к пучку протонов. Максимальный угол, под которым видны из мишени облучаемые образцы и слой U^{235} камеры деления, был равен 20° . Диаметр слоя U^{235} и образцов цинка равен 1,5 см. Образцы были в виде дисков толщиной 256 - 347 мг/см^2 ZnO . Порошок ZnO был заключен в тонкостенные контейнеры из плексигласа. Изотопический состав Zn :

Zn^{64} (5,4%), Zn^{66} (8,9%), Zn^{67} (3,0%), Zn^{68} (81,5%), Zn^{70} (1,2%).

Тепловые нейтроны в данном эксперименте получались посредством замедления быстрых в блоке плексигласа толщиной 17 см. Степень термализации нейтронов проверялась с помощью измерения кадмиевого отношения. По U^{235} это отношение было ~ 42 (слой Cd был равен 0,05 см). Для определения изомерного отношения на тепловых нейтронах (0,073) использовались нейтроны тепловой колонны реактора ВВР-М АН УССР.

Активности, наведенные в образцах цинка, измерялись с помощью торцевых β - счетчиков МСТ-17 и с помощью γ - спектрометра (кристалл NaJ , ФЭУ-33, анализатор АИ-256).

Сравнение потоков тепловых и быстрых нейтронов проводилось при помощи плоской камеры деления со слоем U^{235} .

Результаты

В таблице I и на рис. 3 представлены результаты исследования реакции $\text{Zn}^{68}(n, \gamma)$. Приведены значения сечений формирования основного и изомерного состояний Zn^{69} (σ_g и σ_m), сечение захвата нейтронов ($\sigma_g + \sigma_m$), а также изомерное отношение $\frac{\sigma_m}{\sigma_m + \sigma_g}$.

Используемые значения опорных сечений, необходимые для нормировки измеренных сечений:

сечение реакции $\text{Zn}^{68}(n, \gamma) \text{Zn}^{69g}$ для тепловых нейтронов ($1,0 \pm 0,1$) барн [5], сечение деления U^{235} тепловыми нейтронами $577,1$ барн [5], сечения деления U^{235} быстрыми нейтронами брались из [6].

Ошибки, приведенные в таблице I и на рис. 3, являются среднеквадратичными и определяются следующими компонентами для сечения образования основного состояния Zn^{69g} :

1. Неопределенностью активности (a^d) с периодом $T_{1/2g}$, наведенной быстрыми нейтронами - (2-4)%.

2. Неопределенностью периода полураспада $T_{1/2g}$ - 5%.

3. Неопределенностью активности (a^r) с периодом $T_{1/2g}$, наведенной тепловыми нейтронами - (2-3)%.

4. Вкладом резонансных нейтронов в активность образца, наведенную тепловыми нейтронами, что относили в ошибку 2%.

5. Неопределенностью изотопического состава слоя U^{235} камеры деления - (0-2,5)%.

6. Неопределенностью отношения эффективностей регистрации активностей, наведенных в образце быстрыми и тепловыми нейтронами $\sim 1\%$.

7. Неопределенностью сечения деления U^{235} быстрыми нейтронами $\sim 5\%$.

8. Неопределенностью сечения образования основного состояния Zn^{69} при захвате цинком-68 тепловых нейтронов - 10%.

Ошибки отношений вероятностей формирования изомерной пары σ_m/σ_g и изомерного отношения $\frac{\sigma_m}{\sigma_m + \sigma_g}$ определяются следующими компонентами для быстрых нейтронов с $E_n < 2$ Мэв:

1. Ошибкой значения активности (a) с периодом полураспада $T_{1/2g} - (2-4)\%$.

2. Ошибкой значения периода полураспада $T_{1/2g} \sim 5\%$.

3. Ошибкой значения активности (b) с периодом полураспада $T_{1/2m} - (5-10)\%$.

4. Ошибкой в значении периода полураспада $T_{1/2m} - (5-10)\%$.

Изомерное отношение, измеренное для $E_n < 2$ Мэв, не подвержено ошибкам, связанным с опорными сечениями. Для $E_n > 2$ Мэв ошибка изомерного отношения складывается квадратично из ошибок в значениях σ_g и σ_m .

Ошибки сечения образования метастабильного состояния Zn^{69} для $E_n < 2$ Мэв складываются из ошибок в значениях σ_g и σ_m/σ_g . Для $E_n > 2$ Мэв ошибка сечения образования изомерного состояния складывается из ошибок ранее определенного нормировочного множителя ($\sim 10\%$) и γ -активности образцов, отнесенной к потоку нейтронов и весу образцов (6-8%).

Приведенные ошибки сечения радиационного захвата складываются квадратично из ошибок сечений образования основного и изомерного состояний Zn^{69} .

Говорить о согласии с данными других авторов не приходится, так как в исследуемой области энергий нет данных по изомерному отношению и сечению радиационного захвата нейтронов для Zn^{68} .

Изомерное отношение, определенное нами для тепловых нейтронов ($0,073 \pm 0,005$), согласуется в пределах ошибок с данными других авторов $0,08$ [7], $0,09 \pm 0,02$ [8], $0,07$ [9], $0,075$ [10], $0,09 \pm 0,01$ [11].

Частично экспериментальные результаты этой работы изложены в [12].

Т е о р и я

Расчеты сечения радиационного захвата были проведены на основе соотношений статистической теории ядерных реакций [13]:

$$\sigma_{n\gamma} = \frac{\pi \lambda^2}{2(2I+1)} \sum_{T_{ij}} (2J+1) T_{ij}^{J\pi}(E_n) \frac{\epsilon(E_n) S^{J\pi}}{1 + \frac{D_{набл}(B_n)}{2\pi I_{набл}(B_n)} \cdot 2 \cdot \frac{2I+1}{2J+1} \cdot \{B_n\} \sum_{T_{ij'}} T_{ij'}(E_n)(\epsilon)}$$

Здесь E_n - энергия падающего нейтрона и λ его длина волны;
 E_n - энергия нейтронов для конкурирующих с захватом каналов упругого и неупругого рассеяния; I - спин ядра-мишени; J, π - спин и четность составного ядра; e, j - орбитальный и полный момент падающего я e', j' - вылетающего нейтрона; $T_{ij}^{J\pi}(E_n)$ - соответствующие коэффициенты проницаемости; $S^{J\pi}$ - поправка на флуктуацию нейтронных ширин. Коэффициенты

$$\xi(E_n) = \frac{\int_0^{B_n} \epsilon_s^3 f(\epsilon_s) \rho(B_n - \epsilon_s, 0) d\epsilon_s}{\int_0^{B_n + E_n} \epsilon_s^3 f(\epsilon_s) \rho(B_n + E_n - \epsilon_s, 0) d\epsilon_s}, \quad (7)$$

$$\epsilon(E_n) = \frac{\int_{E_n}^{B_n + E_n} \epsilon_s^3 f(\epsilon_s) \rho(B_n - \epsilon_s, 0) d\epsilon_s}{\int_0^{B_n + E_n} \epsilon_s^3 f(\epsilon_s) \rho(B_n + E_n - \epsilon_s, 0) d\epsilon_s}$$

определяют энергетическую зависимость соответственно полной радиационной ширины $\Gamma_\gamma(E_n)$ и ширины радиационного захвата нейтрона $\Gamma_{\gamma c}(E_n)$. Фактор $f(\epsilon_s)$ характеризует дополнительную к ϵ_s^3 зависимость радиационных силовых функций от энергии ϵ_s - квантов. Абсолютная величина этих ширин нормирована на среднее значение радиационной ширины $\Gamma_\gamma(B_n)$, наблюдаемой в резонансной области, а плотность возбужденных состояний составного ядра $\rho(E, J)$ нормирована на плотность нейтронных резонансов $\rho_{набл.} = D_{набл.}$, наблюдаемых при захвате s - нейтронов. Более подробный вывод соотношения (6) и входящих в него величин приведен в работе [14].

Результаты расчетов сечения радиационного захвата нейтронов для Z_{n68} показаны на рис.3. В нижней части рисунка приведена схема уровней ядра-мишени [2], которые определяют пороги соответствующих каналов неупругого рассеяния, конкурирующих с радиационным захватом.

Коэффициенты проницаемости $T_{ij}^{J\pi}$ были вычислены с помощью оптической модели для потенциала вида

$$V(r) = - \frac{V_0(1+i\xi)}{1 + \exp(\frac{r-R_0}{b})} - \frac{\alpha V_0}{rb} \cdot \frac{\exp(-\frac{r-R_0}{b})}{1 + \exp(-\frac{r-R_0}{b})} - \frac{\hbar^2}{2m} \frac{1}{b} e^{-\frac{r-R_0}{b}} \quad (8)$$

при следующем наборе параметров: $V_0 = 45 \text{ Мэв}$, $\xi = 0,1$; $x = 0,35 \varphi^2$; $R_0 = 1,25 A^{1/3} \varphi$; $\delta = 0,5 \varphi$ [15]. Абсолютное значение сечения радиационного захвата в области энергий $E \sim 0,01 + 0,5 \text{ Мэв}$ определяется в основном величиной отношения $D_{\text{набл}}/\Gamma_\gamma(B_n)$. Экспериментальное значение $\Gamma_\gamma(B_n)$ равно $0,175 \pm 0,030 \text{ мв}$ [16], тогда как в определении $D_{\text{набл}}$ имеют место значительные расхождения результатов различных авторов ($8,6 \pm 1,2$) $\cdot 10^3 \text{ эв}$ [17]; 10^4 эв [18] и $2 \cdot 10^4 \text{ эв}$ [19]. Проведенные расчеты показали, что предпочтение следует отдать более низкому значению $D_{\text{набл}}$, так как иначе мы приходим в противоречие с величиной $\Gamma_\gamma(B_n)$. Представленные на рис. 3 результаты расчетов соответствуют выбору $D_{\text{набл}} = 8,6 \cdot 10^3 \text{ эв}$ и $\Gamma_\gamma(B_n) = 0,2 \text{ мв}$.

Если параметры оптической модели и отношение $D_{\text{набл}}/\Gamma_\gamma(B_n)$ подобраны по низкоэнергетической части сечения радиационного захвата, то для известной схемы уровней конкурирующих нейтронных каналов поведение сечения в области более высоких энергий будет определяться энергетической зависимостью плотности возбужденных состояний составного ядра и радиационной силовой функцией. Для описания последней обычно используют или оценку Вайскопфа $f(\epsilon_\gamma) = 1$ [20], или экстраполяцию кривой гигантского резонанса $f(\epsilon_\gamma) = \epsilon_\gamma \Gamma^2 / [(\epsilon_\gamma^2 - \epsilon_g^2)^2 + \epsilon_\gamma^2 \Gamma^2]$, где $\epsilon_g \approx 80 A^{1/3} \text{ Мэв}$ и $\Gamma_g \approx 5 \text{ Мэв}$ — энергия и ширина гигантского резонанса [21]. Влияние радиационной силовой функции на поведение сечения захвата можно видеть из результатов расчета, представленных на рис. 3.

Для описания плотности состояний в настоящее время широко используются соотношения из модели Ферми-газа:

$$f(u, \delta) = \frac{2J+1}{2\sqrt{2} a^{3/4} (u-\delta)^{3/4} \sigma^3} \exp \left\{ 2\sqrt{a(u-\delta)} - \frac{(J+1/2)^2}{2\sigma^2} \right\}, \quad (9)$$

$$\sigma^2 = \frac{\sigma}{\alpha} \bar{m}^2 \sqrt{a(u-\delta)}.$$

Обычно величину поправки на спаривание определяют так:

$$\delta = \begin{cases} 0 & \text{для нечетно-нечетных ядер;} \\ \Delta_z \text{ или } \Delta_N & \text{для нечетных ядер;} \\ \Delta_z + \Delta_N & \text{для четно-четных ядер.} \end{cases} \quad (10)$$

Где Δ_z и Δ_N — четно-нечетные различия масс ядер [22]. Связанный со спиновой зависимостью параметр \bar{m}^2 относительно слабо влияет на величину плотности состояний, и его определяют на основе квазиклассической оценки моментов инерции ядер. Параметр α может быть затем подобран из экспериментальных данных по плотности нейтронных резонансов:

$$P_{\text{набл}} = D'_{\text{набл}}(B_n) \quad [17-19]$$

Результаты расчета сечения радиационного захвата для такого набора параметров показаны на рис. 3. Можно видеть, что такое описание дает завышенную величину сечения захвата в области энергий $E_n > 1,5$ Мэв, особенно для лоренцовой зависимости радиационной силовой функции.

В работе [23] было показано, что аналогичные расхождения экспериментальных данных и результатов энергетического описания сечения радиационного захвата в рамках статистической модели имеют место для большой совокупности ядер. Возможны две причины такого расхождения:

а) в сечении радиационного захвата дают вклад процессы, не идущие через стадию образования составного ядра, и, следовательно, исходное соотношение (6) не определяет наблюдаемое сечение;

б) представления о механизме реакции и соотношение (6) верны, а расхождения обусловлены некорректностью энергетической зависимости плотности состояний или радиационной силовой функции. Однако, наличие в экспериментальных данных "сброса" сечения в области порога первого канала неупругого рассеяния ($E_n = 1,08$ Мэв) является характерным признаком статистической природы конкуренции каналов распада. Эта особенность достаточно хорошо воспроизводится в расчетах, поэтому следует ожидать, что недостатки расчетов обусловлены второй из указанных выше причин. На это же косвенно указывает то обстоятельство, что мы имеем превышение теоретического результата над экспериментальным, и, следовательно, привлечение других механизмов реакции будет только увеличивать наблюдаемое сечение.

В работах [24,25] для ряда легких ядер было показано, что соотношения модели Ферми-газа (9) при выборе поправки на спаривание в виде (10) не описывают наблюдаемую энергетическую зависимость плотности состояний.

Чтобы получить экспериментальную зависимость, необходимо изменить величину поправки δ , которая была найдена в работе [24] в виде:

$$\delta = -\frac{20}{A} + \begin{cases} 0 & \text{для нечетно-нечетных ядер;} \\ A_Z \text{ или } A_N & \text{для нечетных ядер;} \\ A_Z + A_N & \text{для четно-четных ядер.} \end{cases}$$

В работе [25] для области масс $A=55+60$ нашли

$$\delta = \begin{cases} -0,5 & \text{для нечетных ядер;} \\ +1,5 & \text{для четно-четных ядер.} \end{cases}$$

В соответствии с таким выбором δ должна быть уменьшена величина параметра α , чтобы по-прежнему иметь согласие с наблюдаемой плотностью нейтронных резонансов. Если распространить такое описание на интересующую нас плотность уровней ядра, то для модели Ферми-газа мы получим значения параметров, приведенные в таблице 2. Для вычисления силовой зависимости был выбран параметр $\overline{\pi}^2 = 0,24 \cdot A^{2/3}$. Сечения радиационного захвата, вычисленные для этих параметров, показаны на рис. 3б и 3,с. Величина сечения в области высоких энергий в этом случае понижается, и можно получить достаточно хорошее описание экспериментального

хода сечения уже для лоренцовой зависимости радиационной силовой функции. Рассмотрим теперь вопрос о вычислении изомерного отношения, наблюдаемого при радиационном захвате. В работе [26] было получено описание экспериментальной величины изомерного отношения для тепловых нейтронов на основе простого вычисления заселенности уровней с различным угловым моментом после испускания определенного числа γ - квантов. Такой метод расчета содержит целый ряд предположений о способах γ - переходов, которые в значительной степени определяют полученный результат, но справедливость которых не может быть проверена независимым образом. Более строгий метод статистического расчета изомерных отношений был разработан в работе [27]. Он основан на применении кинетического уравнения для описания вероятности каскадных γ - переходов, при этом вместе с изомерным отношением вычисляется полный спектр γ - лучей, согласие которого с экспериментальным служит критерием справедливости используемых представлений. Рассчитанная с помощью этого метода величина изомерного отношения при захвате теплового нейтрона изменяется в пределах от $5 \cdot 10^{-4}$ до $4 \cdot 10^{-3}$ в зависимости от выбора параметров плотности состояний и радиационной силовой функции. Эта величина значительно ниже экспериментальной $\eta_{\text{эксп}} = 0,073 \pm 0,005$. К сожалению, для захвата теплового нейтрона ядром Zn^{68} отсутствует экспериментальный спектр γ - лучей, поэтому невозможна непосредственная проверка формы рассчитанного спектра. Можно, однако, провести сопоставление экспериментального и теоретического спектров для соседнего ядра $Zn^{67} + n'$ и для спектра γ - лучей захвата нейтрона естественной смесью изотопов Zn [28]. Наблюдаемые в этих случаях спектры имеют вид перекрывающихся групп γ - линий, распределение интенсивности которых значительно отличается от испарительной формы спектров, получаемых при статистическом описании каскада. Причина такого отличия, по-видимому, достаточно проста. Так как среднее число γ - квантов на захват теплового нейтрона в легких ядрах невелико $\bar{n}_{\gamma} = 2,5$, то уже для второго каскада число конечных состояний мало, и мы не имеем необходимого для статистического описания усреднения вероятностей переходов. Поэтому спектры γ - квантов и изомерные отношения для таких ядер определяются не плотностью состояний, а матричными элементами конкретных переходов и, следовательно, не могут быть описаны в рамках простых соотношений статистической модели. Естественно, что это заключение относится не только к захвату тепловых нейтронов, но и к захвату быстрых нейтронов, так как величина \bar{n}_{γ} в этих случаях существенно не отличается.

ЛИТЕРАТУРА

1. Заикин Г.Г., Корж И.А., Скляр Н.Т., Тоцкий И.А. "Атомная энергия", 23, 67 (1967).
2. Дзелепов Б.С., Пекер Л.К. Схемы распада радиоактивных ядер. М.Л. 1966.
3. K. Nakai et al., *J. Phys. Soc. Japan.* 17, 1215 (1962).
4. "Физика быстрых нейтронов" под ред. Дж. Мариона и Дж. Росулера, т. I, стр. 80, М., 1963.
5. BNL-325, Sec. Ed., Suppl. №2, Vol. II, III (1966).
6. W. Davey. *Nucl. Sci. and Eng.* 26, 149 (1968).
7. D.J. Hughes. W.D.B. Spatz and N. Goldstein, *Phys. Rev.* 75, 1781 (1949).
8. D.J. Hughes, R.C. Garth and J.S. Levin. *Phys. Rev.* 91, 1423 (1953).
9. H.K. Vonarth et al. *Z. Physik*, 210, 13 (1968).
10. S.K. Manual. P.S. Gill. *Nucl. Phys.*, 36, 543 (1962).
11. B. Keisch. *Phys. Rev.* 129, 769 (1963).
12. Заикин Г.Г., Корж И.А., Пасечник М.В., Скляр Н.Т., Толстиков В.А. Тезисы докладов 22 совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Киев, 1972, стр. 23.
13. A.M. Lane, J.E. Lynn. *Proc. Phys. Soc.* A70, 557 (1957).
P.A. Moldauer. *Rev. Mod. Phys.* 36, 1079 (1964).
14. Довбенко А.Г., Игнатюк А.В., Толстиков В.А. Препринт ФЭИ-293 (1971).
15. Марчук Г.И., Колесов В.Е., Довбенко А.Г. АЭ, 17, 304 (1964).
16. Захаров С.М., Ставинский В.С., Шубин Ю.Н. "Ядерные константы". М., ЦНИИ атоминформ, 1971, вып. 7 (прилож. 2).
17. Малышев А.В. Плотность уровней и структура атомных ядер. М., Атомиздат, 1969.
18. U. Fauchini, E. Saetta-Mauchella. *Energ. Nucl.* 15, 67, 1968.
19. H. Baba, S. Baba. Препринт JАERI - I183 (1969).
20. Блатт Д., Вайскопф В. Теоретическая ядерная физика. И-Л. М., 1954.
21. P. Axel. *Phys. Rev.* 126, 671, (1962).
22. A.G. Gilbert, A.G.W. Cameron, *Can. J. Phys.* 43, 1446 (1965).
23. M.P. Fricke et al. *Nucl. Data for Reactors*, IAEA, Vienna, 1970, т. 2, р. 281.
24. E. Gadioli, L. Zetta. *Phys. Rev.* 167, 1016, (1968).
25. J.R. Huizenga et al. *Phys. Rev.* 182, 1149 (1969).
A.A. Katsanov et al. *Phys. Rev. C1*, 504 (1970).

26. H. K. Vonach, R. Vandenberg, J. R. Nitzenga,
Nucl. Phys. 62, 70 (1964).
27. Довбенко А.Г., Игнатик А.В., Толстиков В.А. "Ядерные констан-
ты". М., ЦНИИатоминформ. 1971, вып. 7, стр. 196.
28. G. A. Bartholomew et al. *Nucl. Data.* A3, 367 (1967).
29. R. Booth, W. P. Ball. *M. N. Mac-Gregor. Phys. Rev.* 112, 226 (1958).

Результаты измерений сечений реакций $Zn^{68}(n,\gamma)Zn^{69g,m}$ и
 изомерного отношения в реакции радиационного захвата быстрых
 нейтронов изотопом Zn^{68}

Таблица 1

$E_n \pm \Delta E_n,$ кэВ	$\sigma_g \pm \Delta \sigma_g,$ мб	$\sigma_m \pm \Delta \sigma_m$ мб	$(\sigma_g + \sigma_m) \pm$ $\Delta(\sigma_g + \sigma_m),$ мб	$\frac{\sigma_m}{\sigma_m + \sigma_g}$
Тепловые нейт- роны (тепловая колонна реак- тора ВВР-М ИЯИ АН УССР)				0,073±0,005
198 ± 22	9,10±1,30	2,10±0,40	11,20±1,36	0,189±0,026
257 ± 25	8,28±1,16	1,96±0,31	10,24±1,20	0,192±0,014
316 ± 24	7,50±1,05	2,00±0,36	9,50±1,11	0,211±0,029
372 ± 25	7,31±1,17	2,16±0,39	9,47±1,23	0,228±0,018
484 ± 24	5,76±0,75	2,00±0,30	7,76±0,81	0,261±0,018
603 ± 22	5,58±0,78	2,53±0,37	8,11±0,86	0,312±0,017
695 ± 70	6,27±0,88	2,78±0,43	9,05±0,98	0,307±0,021
920 ± 53	6,58±0,89	2,61±0,43	9,19±0,98	0,287±0,026
1130 ± 51	4,24±0,55	2,44±0,37	6,68±0,66	0,365±0,029
1380 ± 58	3,63±0,69	1,78±0,33	5,41±0,77	0,341±0,050
1610 ± 70	3,39±0,43	2,11±0,33	5,50±0,54	0,384±0,033
1860 ± 73	3,14±0,46	2,45±0,40	5,59±0,61	0,439±0,030
2110 ± 81	3,40±0,44	2,27±0,32	5,67±0,54	0,400±0,065
2510 ± 83	3,61±0,45	2,28±0,32	5,89±0,55	0,387±0,063

Значения параметров плотности урошей, использованных в
 расчетах сечений радиационного захвата

Таблица 2

$D_{набл.}$	δ , МэВ	a , МэВ ⁻¹	B_n , МэВ	Вариант
$8,6 \cdot 10^3$ эв	1,0	10,72	6,4	а
$8,6 \cdot 10^3$ эв	-0,08	9,61	6,4	в
$8,6 \cdot 10^3$ эв	-0,5	8,93	6,4	с

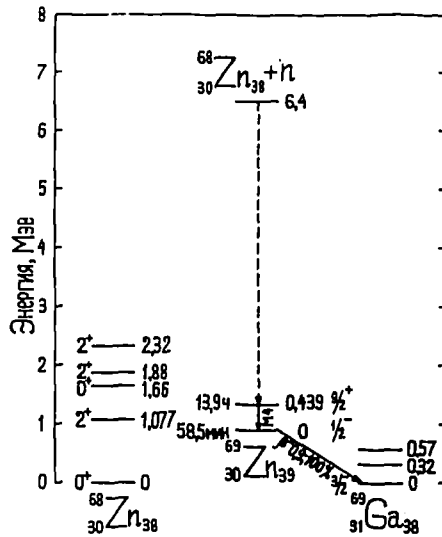


Рис. 1. Уровни и характеристика распада Zn^{68} и Zn^{69}

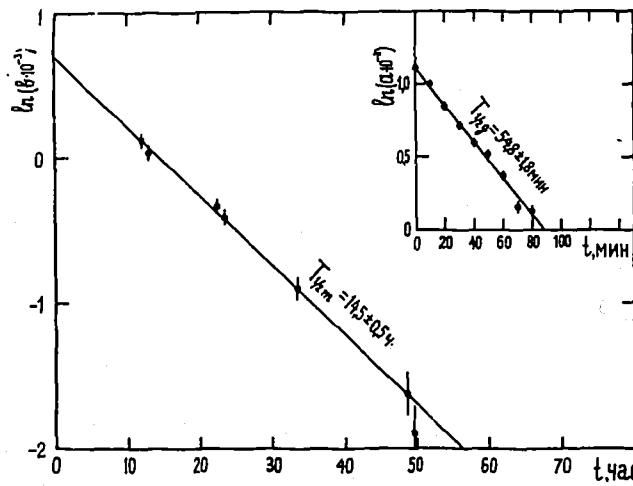


Рис. 2. Определение периодов полураспада $T_{1/2}$ и $T_{1/2m}$ и экстраполированных к началу измерения активностей

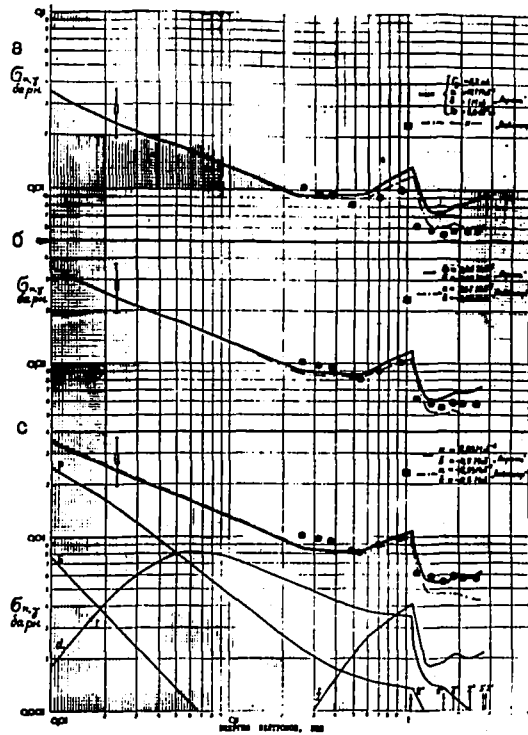


Рис.3а,в,с. Сравнение экспериментальных и теоретических сечений радиационного захвата для Zn_{68} :

- - данные работы [8] ; ▢ - данные работы [29]
- (оригинальные данные перенормированы к рекомендованному значению теплового сечения $J^{127} - 6,2$ бари из [5]);
- - данные настоящей работы

РАСЧЕТЫ СЕЧЕНИЙ РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ КОЛЛЕКТИВНЫМИ
СОСТОЯНИЯМИ ЯДЕР МЕТОДОМ СВЯЗАННЫХ КАНАЛОВ

А.В.Игнатьев, В.П.Луцев, В.С.Шорин

Введение

При анализе широкого круга экспериментальных данных в настоящее время успешно используются различные модификации оптической модели процесса рассеяния. В простейшем варианте многочастичное ядерное взаимодействие моделируется потенциалом с соответствующей мнимой составляющей, которая учитывает процессы поглощения, сопутствующие упругому рассеянию. Если во взаимодействии частиц с ядром нет преобладания какого-либо одного процесса поглощения, то нет необходимости делать различие между разными процессами поглощения, и включение всех возможных процессов в общее поглощение может быть для многих задач достаточно хорошим приближением. Дальнейшее рассмотрение судьбы поглощенных частиц может быть проведено на основе модели составного ядра, согласно которой способ распада возбужденного ядра не зависит от способа его образования. В соответствии с этим, для решения задачи достаточно определить распределение общего числа поглощенных частиц по всем возможным каналам распада.

В последнее десятилетие было получено много экспериментальных данных по реакциям, которые не проходят через стадию составного ядра. Их изучение показало, что в процессе поглощения роль различных каналов реакции далеко не эквивалентна. Внутренняя структура низколежащих состояний ядер в общем случае не сильно отличается от структуры основного состояния, и для их возбуждения необходима только малая перестройка структуры ядра. Таким образом, возбуждение затрагивает только небольшое число возможных типов движения в ядре и может быть описано теоретически как прямое взаимодействие налетающей частицы и возбуждаемой степени свободы. Во многих случаях такие процессы рассматриваются в первом порядке теории возмущений (метод искаженных волн), не изменяя обычного оптического рассмотрения процессов упругого рассеяния и поглощения. Но в задачах неупругого рассеяния с возбуждением низжайших коллективных уровней такой подход оказался не слишком успешным. Это связано с сильным влиянием низколежащих коллективных состояний не только на процессы неупругого рассеяния, но и на упругий канал.

Наиболее строгое решение такой задачи может быть получено методом связанных каналов [1]. Обобщение на основе этого метода оптической модели и анализ различных экспериментальных данных в таком подходе был проведен многими авторами [2].

В данной работе дано описание основных алгоритмов и программы для расчетов методом связанных каналов сечений рассеяния нейтронов ядрами с ротационным или вибрационным спектром нижайших уровней. В первой главе рассмотрен вывод основных соотношений модели в форме удобной для численных расчетов. Во второй главе приведено краткое описание методов использованных при составлении программ для расчетов по этим формулам. Даны общее описание основных процедур и блоков и некоторые результаты контрольных расчетов по данной программе, приведены результаты описания экспериментальных данных, иллюстрирующих возможности программ. В приложении дан полный текст программ на языке АЛГОЛ-60 и полное описание идентификаторов, необходимых для обращения к процедурам. Следует отметить, что при реализации метода учитываемое число связанных уровней существенно зависит от возможностей используемой ЭВМ. Данная программа была составлена на ЭВМ М-222 Центра по ядерным данным (Обнинск) для транслятора ТАМ, и в приведенном варианте учитывает связь только основного состояния и первых двух коллективных уровней.

ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Обобщенный гамильтониан системы ядра-мишени и налетающей частицы можно представить в виде:

$$\hat{H} = \hat{T}(\tau) + \hat{H}_0(\xi) + V(\tau, \xi) \quad (1)$$

где $\hat{T}(\tau)$ - оператор кинетической энергии падающего нейтрона; $H_0(\xi)$ - гамильтониан внутреннего движения ядра-мишени; $V(\tau, \xi)$ - потенциал взаимодействия; τ - координата налетающего нейтрона, ξ - совокупность координат описывающих внутреннее движение нуклонов ядра-мишени.

Для решения уравнения Шредингера

$$\hat{H} \psi(\tau, \xi) = E \psi(\tau, \xi) \quad (2)$$

полную волновую функцию системы $\psi(\tau, \xi)$ разложим по собственным функциям операторов $\hat{T}(\tau)$ и $\hat{H}_0(\xi)$. Тогда имеем

$$\psi(\tau, \xi) = \sum_{j m n l_j} \frac{1}{r} R_{j m l_j}(r) (Y_{l_j}(\tau) \otimes \Phi_{l_n}(\xi))_{j m} \quad (3)$$

Здесь $Y_{l_j}(\tau)$ - сферическая спин-угловая функция с орбитальным мо-

ментом ℓ и полным моментом нуклона j ; $\Phi_{I_n}(\xi)$ - собственная волновая функция гамильтониана ядра-мишени с моментом I_n и его Z -проекцией M_n ; удовлетворяющая уравнению Шредингера

$$\hat{H}_0(\xi) \Phi_{I_n M_n}(\xi) = \epsilon_n \Phi_{I_n M_n}(\xi), \quad (4)$$

где ϵ_n - энергия n -го состояния ($n = 1$ для основного состояния); \otimes - означает векторную связь функций $Y_{\ell j}$ и $\Phi_{I_n M_n}$, т.е.

$$(Y_{\ell j}(r) \otimes \Phi_{I_n}(\xi))_{JM} = \sum_{m_j M_n} (j I_n m_j M_n | JM) Y_{\ell j m_j} \Phi_{I_n M_n}, \quad (5)$$

m_j - Z -проекция момента j ; спин-угловая функция $Y_{\ell j}$ может быть разложена по более простым функциям.

$$Y_{\ell j} = (i^\ell Y_{\ell m_\ell} \otimes \chi_{s m_s})_{\ell j m_j} = \sum_{m_\ell m_s} (\ell s m_\ell m_s | j m_j) i^\ell Y_{\ell m_\ell} \chi_{s m_s}, \quad (6)$$

где $i = \sqrt{-1}$; $Y_{\ell m_\ell}(r)$ - сферическая функция, m_ℓ - Z -проекция момента ℓ ; $\chi_{s m_s}$ - спиновая функция нуклона со спином s и проекцией m_s ;

Таким образом, полная волновая функция системы $\Psi(r, \xi)$ является суперпозицией волновых функций различных каналов реакции

$$\{ n I_n \pi_n^\circ E_n \ell_n j_n J \Pi \},$$

где, π_n° - четность n -го состояния ядра-мишени, E_n - энергия канала ($E_n = E - \epsilon_n$); J - полный угловой момент системы (нейтрон + ядро-мишень); Π - полная четность системы. Для удобства представим потенциал взаимодействия $V(r, \xi)$ в виде

$$V(r, \xi) = V_{diag}(r) + V_{coupl}(r, \xi), \quad (7)$$

т.е. $V_{diag}(r)$ - есть обычный (сферический) оптический потенциал. Тогда, умножая обе части уравнения (2) слева на величину $(Y_{\ell j}(\hat{r}) \otimes \Phi_{I_n}(\xi))_{JM}^*$ и интегрируя по всем координатам, кроме радиальной переменной r , получим систему связанных уравнений Шредингера для радиальных функций $R_{J n \ell j}(r)$ с заданными J и четностью Π

$$\left(\frac{d^2}{dr^2} - \frac{\ell(\ell+1)}{r^2} - \frac{V_{diag}}{E_n} + 1 \right) R_{J n \ell j}(r) = \frac{1}{E_n} \sum_{n' \ell' j'} R_{J n' \ell' j'}(r) \times \quad (8)$$

$$\times \langle (Y_{\ell j} \otimes \Phi_{I_n})_{JM} | V_{coupl} | (Y_{\ell' j'} \otimes \Phi_{I_n'})_{JM} \rangle.$$

Здесь мы ввели обозначение:

Здесь $\rho_n = k_n r$, где k_n - волновое число нейтрона с энергией E_n . Видно, что наличие недиагональной части оптического потенциала $V_{coup\ell}$ приводит к связи различных каналов реакции. Схема связи определяется законами сохранения угловых моментов и четности в ядерных реакциях. Входной канал

$$\{1 I_1 E_1 \ell j J \Pi\}$$

связан с каналом

$$\{n I_n E_n L_n j_n J \Pi\}$$

если выполнены следующие условия:

$$\left. \begin{aligned} \hat{j} + \hat{I}_1 &= \hat{J} = \hat{j}_n + \hat{I}_n \\ \pi_1 &= \pi = \pi_n \end{aligned} \right\}, \quad (9)$$

где

$$\left. \begin{aligned} \hat{j} &= \hat{\ell} + \hat{s}, \quad \hat{j}_n = \hat{\ell}_n + s_n, \\ \pi_1 &= \pi_1^0 \cdot (-1)^\ell; \quad \pi_n = \pi_n^0 \cdot (-1)^{\ell_n} \end{aligned} \right\}. \quad (9 \text{ а})$$

Если энергия связанного канала положительна $E_n > 0$, то в реакции возможно непосредственное возбуждение этого канала, в случае $E_n < 0$ канал возбуждается виртуально. Число связанных каналов n , соответственно, размерность системы уравнений (8) зависят от ограничений, накладываемых на величины ℓ и j , но не превосходит величины

$$N_{max} = \sum_{n=1}^{n_{ev}} (2 I_n + 1), \quad (9 \text{ б})$$

где n_{ev} - число учитываемых уровней ядра-мишени. Легко видеть, что при $V_{coup\ell} = 0$ система вырождается в обычное уравнение Шредингера оптической модели.

Разложим потенциал связи $V_{coup\ell}(\hat{r}, \hat{\xi})$ по мультипольным тензорным операторам ранга λ

$$V_{coup\ell}(\hat{r}, \hat{\xi}) = \sum_{\tau, \lambda} v_\lambda^{(\tau)}(\tau) (\hat{Q}_\lambda^{(\tau)}(\hat{\xi}) \cdot Y_\lambda(\hat{r})). \quad (10)$$

Здесь $(\hat{Q}_\lambda^{(\tau)} \cdot Y_\lambda)$ - скалярное произведение двух тензорных операторов.

Тогда матричные элементы в правой части уравнения (8) приводятся к виду:

$$\langle \ell j I I V_{\text{coupl}} | \ell' j' I' \rangle = \sum_{\tau, \lambda} \nu_{\lambda}^{(\tau)} \langle \ell j I I (\hat{Q}_{\lambda}^{(\tau)} \hat{Y}_{\lambda}) | \ell' j' I' \rangle . \quad (11)$$

Тензорный оператор $\hat{Q}_{\lambda\mu}^{(\tau)}(\xi)$ действует только в пространстве функций внутреннего движения ядра-мишени $| I_n M_n \rangle$, тогда как сферический оператор $\hat{Y}_{\lambda\mu}(\hat{r})$ действует в пространстве функций $| \ell m \ell \rangle$.

Используя теоремы о приведенных матричных элементах тензорных операторов [3], можно показать, что

$$\langle \ell j I I (\hat{Q}_{\lambda}^{(\tau)} \hat{Y}_{\lambda}) | \ell' j' I' \rangle = A(\ell j I, \ell' j' I', \lambda J) \langle I I \hat{Q}_{\lambda}^{(\tau)} | I' \rangle , \quad (12 \text{ a})$$

$$A(\ell j I, \ell' j' I', \lambda J) = (4\pi)^{-1/2} (-1)^{J-1/2-I'+j+j'+(\ell'-\ell)/2} (2j+1)^{1/2} (2j'+1)^{1/2} \times \\ \times (j j' - 1/2 \ 1/2 | \lambda 0) W(j I j' I'; J \lambda) . \quad (12 \text{ б})$$

Фактор A является полностью геометрическим, тогда как приведенный матричный элемент $\langle I I \hat{Q}_{\lambda}^{(\tau)} | I' \rangle$ включает всю динамику процесса. Таким образом, наша задача свелась к нахождению коэффициентов разложения потенциала связи $\nu_{\lambda}^{(\tau)}(\tau)$ и вычислению матричных элементов в рамках определенной модели для описания структуры нижних уровней ядра мишени. Обычно выбирают простейшие коллективные модели: модель жесткого ротатора для аксиально деформированных ядер и простую вибрационную модель для сферических ядер с динамической деформацией [4].

Поскольку эти коллективные модели предполагают деформацию ядер, то потенциал взаимодействия $V(\tau, \xi)$ является несферическим. Для простоты предположим, что он может быть выбран в виде обычного потенциала оптической модели, но его характерный радиус R зависит от деформации ядерной поверхности, т.е. $R = R(\hat{r}, \xi)$; таким образом, можно записать:

$$V(\tau, \xi) = -(V_0 + iW)/(1+e) - 4iW_p \bar{e}/(1+\bar{e})^2 - \\ - V_{s0} (\hat{G} \hat{e}) \chi_{\pi}^2 (1/a\tau) e/(1+e)^2 , \quad (13)$$

где

$$e = \exp[(\tau - R)/a] , \quad (13 \text{ а})$$

$$\bar{e} = \exp[(\tau - \bar{R})/\bar{a}] . \quad (13 \text{ б})$$

λ_{π} - комптоновская длина волны π - мезона ($\lambda_{\pi}^2 = 1,998 \text{ ф}^2$).
Используя потенциал (13), получим выражения для коэффициентов $v_{\lambda}^{(t)}(r)$ и матричных элементов $\langle I || Q_{\lambda}^{(t)} || I' \rangle$ в рамках выбранных коллективных моделей.

Ротационная модель

Уравнение поверхности аксиально деформированного ядра в системе координат, связанной с ядром, имеет вид:

$$\begin{aligned} R &= R_0 (1 + \sum_{\lambda} \beta_{\lambda} Y_{\lambda 0}(\theta')), \\ \bar{R} &= \bar{R}_0 (1 + \sum_{\lambda} \beta_{\lambda} Y_{\lambda 0}(\theta')), \end{aligned} \quad (14)$$

где β_{λ} - параметр деформации; θ' - угол относительно оси симметрии ядра. Связь с системой координат (θ, φ) , фиксированной в пространстве, в которой рассматривается движение налетающего нейтрона, осуществляется с помощью преобразования

$$Y_{\lambda 0}(\theta') = \sum_{\mu} D_{\mu 0}^{\lambda}(\theta_i) Y_{\lambda \mu}(\theta, \varphi). \quad (15)$$

Здесь θ_i - углы Эйлера.

Разлагая потенциал взаимодействия (13) по сферическим функциям $Y_{\lambda 0}(\theta')$ (или полиномам Лежандра) и учитывая (14) и (15), приходим к знакомому представлению потенциала в неподвижной системе координат (10).

$$V(r, \hat{r}, \xi) = \sum_{\lambda \mu} v_{\lambda \mu}^{(\lambda)}(r) D_{\mu 0}^{\lambda}(\theta_i) Y_{\lambda \mu}(\theta, \varphi), \quad (16)$$

$$v_{\lambda \mu}^{(\lambda)}(r) = 4\pi \int_0^{\pi} V(r, \hat{r}, \xi) Y_{\lambda 0}(\theta') d(\cos \theta'); \quad (16 \text{ а})$$

член V_{diag} отвечает значениям $\lambda = 0$, тогда как V_{coupl} отвечает $\lambda > 0$; поскольку рассматриваемые деформации не очень большие ($\beta_{\lambda} \leq 0.5$), то в разложении (16) можно ограничиться членами с $\lambda = 4$. При расчете потенциала связи V_{coupl} можно также опустить спин-орбитальное взаимодействие. Для вычисления приведенных матричных элементов нужно учесть, что соответственные волновые функции модели имеют вид

$$|IM\rangle = ((2I+1)/8\pi^2)^{1/2} D_{KM}^I(\xi), \quad (17)$$

K - проекция на ось симметрии ядра. Тогда имеем:

$$\langle I \| D_{\mu 0}^{\lambda}(\xi) \| I' \rangle = (2I'+1)^{1/2} (I' \lambda K 0 | I K). \quad (18)$$

Мы будем рассматривать состояния, принадлежащие только основной ротационной полосе, т.е. $K = I_1$.

Вибрационная модель

Уравнение поверхности сферического ядра при наличии динамической деформации в неподвижной системе координат можно записать как

$$\begin{aligned} R &= R_0 \left(1 + \sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu}(\xi) Y_{\lambda\mu}(\theta, \psi) \right), \\ \bar{R} &= \bar{R}_0 \left(1 + \sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu}(\xi) Y_{\lambda\mu}(\theta, \psi) \right), \end{aligned} \quad (19)$$

где $\hat{\alpha}_{\lambda\mu}$ - сферический тензорный оператор ранга λ , и $\lambda \geq 2$.

Если подставить выражения (19) в (13) и разложить потенциал взаимодействия по степеням $\sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}$, ограничиваясь при этом членами второго порядка, то можно получить

$$V(r, \theta, \psi) = V_{diag} + V_{coupl}, \quad (20)$$

$$\begin{aligned} \text{где } V_{diag} &= -(V_0 + iW)/(1 + e_0) - 4iW_D \bar{e}_0 / (1 + \bar{e}_0)^2 - \\ &- V_{s0} (\lambda_{\pi}^2 / \alpha r) (\hat{\sigma} \hat{e}) e_0 / (1 + e_0)^2, \end{aligned} \quad (20 \text{ а})$$

$$V_{coupl} = v_{cp}^{(1)} \sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu} + v_{cp}^{(2)} \left(\sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu} \right)^2. \quad (20 \text{ б})$$

Потенциалы $v_{cp}^{(1)}$ и $v_{cp}^{(2)}$ имеют вид

$$v_{cp}^{(1)}(r) = -\{ (V_0 + iW)(R_0/a) e_0 / (1 + e_0)^2 - 4iW_D (\bar{R}_0/\bar{a}) \cdot \bar{e} (1 - \bar{e}) / (1 + \bar{e})^{-3} \}, \quad (21 \text{ а})$$

$$v_{cp}^{(2)}(r) = \{ (V_0 + iW)(R_0^2/2a^2) e (1 - e)(1 + e)^{-3} - 4iW_D (\bar{R}_0^2/2\bar{a}^2) \bar{e} (1 - 4\bar{e} + \bar{e}^2) (1 + \bar{e})^{-4} \}. \quad (21 \text{ б})$$

Здесь мы снова пренебрегаем при вычислении V_{coupl} спин-орбитальным членом. Выражение (20 б) легко сводится к общему разложению по мультипольным операторам (10), если учесть, что

$$\begin{aligned} \left(\sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu} \right)^2 &= \sum_{\lambda_1, \lambda_2} [(2\lambda_1 + 1)(2\lambda_2 + 1) / (2\lambda + 1) 4\pi]^{1/2} \times \\ &\times (\lambda_1 \lambda_2 00 | \lambda 0) \sum_{\mu} (\alpha_{\lambda_1} \otimes \alpha_{\lambda_2})_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}. \end{aligned} \quad (22)$$

Таким образом, нужно вычислить приведенные матричные элементы от тензорных операторов

$$Q_{\lambda\mu}^{(1)} = \alpha_{\lambda\mu}, \quad (23 \text{ а})$$

$$Q_{\lambda\mu}^{(2)} = \sum_{\lambda_1, \lambda_2} \left(\frac{(2\lambda_1+1)(2\lambda_2+1)}{4\pi(2\lambda+1)} \right)^{1/2} (\lambda_1, \lambda_2, 0, 0 | \lambda 0) (\alpha_{\lambda_1} \otimes \alpha_{\lambda_2})_{\lambda\mu}. \quad (23 \text{ б})$$

Перейдем в представлении чисел заполнения, вводя операторы рождения фононов $b_{\lambda\mu}^+$ и операторы уничтожения $b_{\lambda\mu}$ с помощью соотношения

$$\alpha_{\lambda\mu} = \beta_{\lambda} (2\lambda+1)^{-1/2} (b_{\lambda\mu} + (-1)^{\mu} b_{\lambda-\mu}^+), \quad (24)$$

где

$$\beta_{\lambda} = (2\lambda+1)^{1/2} \hbar / 2B_{\lambda} \omega_{\lambda}, \quad (25)$$

B_{λ} - массовый параметр, $\hbar \omega_{\lambda}$ - энергия фонона мультипольности λ . Данное представление позволяет классифицировать возбужденные состояния ядра-мишени не только по спину I и его проекции M , но и по числу фононов. Если обозначить волновую функцию основного состояния как $|I0\rangle$ (вакуум), то волновую функцию однофононного состояния можно представить в виде

$$|N_f=1; IM\rangle = b_{IM}^+ |I0\rangle, \quad (26)$$

а для двухфононного состояния (фонон λ_1 + фонон λ_2)

$$|N_f=2; IM\rangle = (1 + \delta_{\lambda_1, \lambda_2})^{-1/2} (b_{\lambda_1}^+ \otimes b_{\lambda_2}^+)_{IM} |I0\rangle. \quad (27)$$

Состояний с числом фононов $N_f > 2$ мы не рассматриваем.

Соответственно, оператор $\hat{O}_{\lambda}^{(1)}$ осуществляет переходы между состояниями с испусканием или поглощением одного фонона, тогда как $\hat{O}_{\lambda}^{(2)}$ отвечает за двухфононные переходы в системе.

Возбуждаемые состояния вибрационных ядер обычно имеют следующий спектр возбужденных состояний: основное состояние $I=0^+$, $N_f=0$; первый уровень $I=2^+$, $\lambda=2$, $N_f=1$; второй уровень может быть либо двухквadrупольно-фононным $N_f=2$, $\lambda_1=\lambda_2=2$, $I=0^+$, 2^+ , 4^+ , либо октупольным 3^- , $\lambda=3$, $N_f=1$. Именно эта схема и реализована в программе. Учитываемые приведенные матричные элементы для этой схемы связи даются ниже [5]:

$$\langle N_f=0; 0 || Q_{\lambda}^{(1)} || N_f=1; I \rangle = \delta_{\lambda I} (-1)^I \beta_{\lambda}, \quad (28 \text{ а})$$

$$\langle 1; 2 || Q_{\lambda}^{(1)} || 2; I \rangle = \beta_2 \left(\frac{2(2I+1)}{5} \right)^{1/2}, \quad (28 \text{ б})$$

$$\langle 0; 0 \| Q_\lambda^{(2)}(\lambda_1=\lambda_2=2) \| 0; 0 \rangle = \beta_2^2 \delta_{\lambda 0} / (4\pi)^{1/2}, \quad (28 \text{ в})$$

$$\langle 0; 0 \| Q_\lambda^{(2)}(\lambda_1=\lambda_2=2) \| 2; I \rangle = \beta_2^2 \delta_{I\lambda} (2200 | I 0) / (2\pi)^{1/2}, \quad (28 \text{ г})$$

$$\langle 1; 2 \| Q_\lambda^{(2)}(\lambda_1=\lambda_2=2) \| 1; 2 \rangle = \beta_2^2 (2200 | \lambda 0) (2+5\delta_{\lambda 0}) / (4\pi)^{1/2}, \quad (28 \text{ д})$$

$$\langle 1; 2 \| Q_\lambda^{(2)}(\lambda_1=2, \lambda_2=3) \| 1; 3 \rangle = \beta_2 \beta_3 (2300 | \lambda 0) / (4\pi)^{1/2}, \quad (28 \text{ е})$$

$$\langle 2; I \| Q_\lambda^{(2)}(\lambda_1=\lambda_2=2) \| 2; I \rangle = \beta_2^2 (2200 | \lambda 0) \left[(2I+1)/(2\lambda+1) \right. \\ \left. 4\pi \right]^{1/2} \left[\sqrt{5} \delta_{\lambda 0} + 4 \sqrt{(2I+1)(2\lambda+1)} W(2I 2I; 2\lambda) \right]. \quad (28 \text{ ж})$$

Заметим, что результирующая матрица $A(\ell j I, \ell' j' I'; \lambda J) \langle I \| Q_\lambda^{(2)} \| I' \rangle$ эрмитова.

Матрица рассеяния и сечения взаимодействия

Если систему дифференциальных уравнений Шредингера (8) проинтегрировать, то найденные решения для радиальных волновых функций $R_{J, \ell j}$ и их производные можно связать с асимптотическим решением при некотором радиусе R_m (радиус шивки). В результате получим коэффициенты матрицы рассеяния $S_{\ell j'; \ell j}^{J'}$, зная которую можно вычислить дифференциальные и полное сечения взаимодействия нейтронов. Мы будем рассматривать случай неполяризованного пучка падающих нейтронов и неполяризованной мишени. Начальное состояние системы характеризуется плоской волной единичной амплитуды во входном канале:

$$\Psi_{\text{пад}} = \frac{1}{\sqrt{v_1}} \exp(ik_1 z) \Phi_{I, m_1} \chi_{s m_s}, \quad (29)$$

где v_1 - скорость падающего нейтрона.

Разлагая волновую функцию начального состояния Ψ по сферическим гармоникам, перейдем к представлению полного момента системы J :

$$\Psi_{\text{пад}} = \sqrt{\frac{4\pi}{v_1}} \frac{i}{2k_1 r} \sum_{J M \ell j m_j} (2\ell+1)^{1/2} (\ell \ 1/2 \ 0 \ m_s | j \ m_s) \cdot \\ \cdot (j \ I, m_j; M_1 | J M) (-2i F_\ell) (Y_{\ell j} \otimes \Phi_{I, m_1})_{J M}, \quad (30)$$

где $F_\ell(k, r)$ - регулярная кулоновская функция нейтрона-выражается через сферическую функцию Бесселя

$$F_\ell(k, r) = k_1 r j_\ell^{(n)}(k, r). \quad (30 \text{ а})$$

Полная волновая функция системы может быть записана как суперпозиция падающих сходящихся \mathcal{T}_c и выходящих \mathcal{O}_c сферических волн, а именно:

$$\Psi_{\text{полн}}^{(ac)} = \sum_c y_c (\mathcal{T}_c - \sum_{c'} S_{cc'} \mathcal{O}_{c'}) . \quad (31)$$

Здесь индекс c характеризует канал реакции с соответствующими квантовыми характеристиками; $S_{cc'}$ - матрица рассеяния; \mathcal{T}_c и \mathcal{O}_c выражаются через кулоновские волновые функции

$$\mathcal{T}_c = \frac{1}{\sqrt{v_c}} \frac{1}{r} (G_\ell - iF_\ell) (Y_{\ell j} \otimes \Phi_{I_n})_{JM} , \quad (31 \text{ а})$$

$$\mathcal{O}_c = \frac{1}{\sqrt{v_c}} \frac{1}{r} (G_\ell + iF_\ell) (Y_{\ell j} \otimes \Phi_{I_n})_{JM} , \quad (31 \text{ б})$$

где $G_\ell(kr) = kr \eta_\ell^{(n)}(kr)$ - иррегулярная кулоновская функция, выражающаяся через сферическую функцию Неймана. Асимптотическое поведение функций G_ℓ и F_ℓ имеет вид

$$F_\ell(kr)_{r \rightarrow \infty} \sim \sin(kr - \ell\pi/2) , \quad (32)$$

$$G_\ell(kr)_{r \rightarrow \infty} \sim \cos(kr - \ell\pi/2) . \quad (33)$$

Выберем амплитуду y_c так, чтобы во входном канале присутствовала только падающая волна.

$$y_c = \begin{cases} (i/k_1) \sqrt{\pi} (2\ell+1) (\ell/2) m_s |j m_s\rangle (j I_1 m_s M_1 |JM) & n=1. \\ 0 , & n \neq 1 \end{cases} \quad (34)$$

Тогда асимптотическая волновая функция принимает вид

$$\Psi_{\text{полн}}^{(ac)} = \Psi_{\text{пад}} + \frac{\sqrt{4\pi}}{k_1 r} \sum_{JM \ell j} (\ell/2) m_s |j m_s\rangle (j I_1 m_s M_1 |JM) \cdot (2\ell+1)^{1/2} \sum_{n \ell' j'} \frac{1}{\sqrt{v_n}} (G_{\ell'} + iF_{\ell'}) C_{\ell j; n \ell' j'}^J (Y_{\ell' j'} \otimes \Phi_{I_n})_{JM} , \quad (35)$$

где матрица реакции $C_{\ell j; n \ell' j'}^J$ определена как (коэффициенты рассеяния)

$$C_{\ell j; n \ell' j'}^J = (i/2) (\delta_{\ell \ell'} \delta_{j j'} \delta_{1n} - S_{\ell j; n \ell' j'}^J) . \quad (35 \text{ а})$$

Асимптотическая волновая функция в форме (35) позволяет непосредственно получить амплитуду рассеяния $X_{m_s M_1; m_s' M_1}(\vartheta, \varphi)$

$$X_{m_s M_1; m_s' M_n}(\theta, \varphi) = \frac{\sqrt{4\pi}}{k_1} \sum_{J M \ell j \ell' j' m_j' m_{j'}} (2\ell+1)^{1/2} C_{\ell j; n \ell' j'}^J (\ell' 1/2 0 m_s | j m_s) \times \quad (36)$$

$$\times (j I_1 m_s M_1 | J M) (\ell' 1/2 m_{\ell'} m_s | j' m_j') (j' I_n m_j' M_n | J M) Y_{\ell' m_{\ell'}}(\theta, \varphi).$$

Дифференциальное сечение потенциального рассеяния с возбуждением n -уровня ядра-мишени ($n \geq 1$) $\sigma_n^{(s)}(\theta, \varphi)$ соответственно имеет вид

$$\sigma_n^{(s)}(\theta, \varphi) = \frac{1}{2(2I_1+1)} \sum_{\substack{m_s' M_n \\ m_s M_1}} |X_{m_s M_1; m_s' M_n}(\theta, \varphi)|^2, \quad (37)$$

где проведено усреднение по начальным состояниям и суммирование по конечным состояниям. Раскрывая выражение (37), получаем

$$\sigma_n^{(s)}(\theta, \varphi) = \frac{4\pi}{k_1^2 (2I_1+1)^2} \sum_{\substack{m_s m_s' \\ M_1 M_n}} \left| \sum_{J M \ell j} (2\ell+1)^{1/2} C_{\ell j; n \ell' j'}^J (\ell' 1/2 0 m_s | j m_s) \times \right. \\ \left. \times (j I_1 m_s M_1 | J M) (\ell' 1/2 m_{\ell'} m_s | j' m_j') (j' I_n m_j' M_n | J M) Y_{\ell' m_{\ell'}}(\theta, \varphi) \right|^2. \quad (38)$$

Интегрируя выражение (38) по углам (θ, φ) , получаем полное сечение прямого возбуждения n -уровня (в том числе и прямое упругое рассеяние "shape-elastic" - $\sigma_{el}^{(s)}$)

$$\sigma_n^{(s)} = \frac{2\pi}{k_1^2 (2I_1+1)} \sum_{J \ell j \ell' j'} (2J+1) |C_{\ell j; n \ell' j'}^J|^2. \quad (39)$$

Поскольку матрица рассеяния $S_{cc'}$ унитарна, то для вычисления полного сечения воспользуемся оптической теоремой

$$\sigma_{tot} = \frac{4\pi}{k_1} \text{Im} \left[\frac{1}{2(2I_1+1)} \sum_{m_s M_1} X_{m_s M_1; m_s' M_n}(0^\circ) \delta_{m_s m_s'} \delta_{M_1 M_n} \right], \quad (40)$$

или, раскрывая это выражение,

$$\sigma_{tot} = \frac{2\pi}{k_1^2 (2I_1+1)} \sum_{J \ell j} (2J+1) \text{Im} C_{\ell j; \ell j}^J. \quad (41)$$

Зная полное сечение σ_{tot} и потенциальное сечение упругого рассеяния $\sigma_{el}^{(s)}$, легко вычислить сечение реакции

$$\sigma_r = \sigma_{tot} - \sigma_{el} \quad (42)$$

Сечение реакции σ_r включает в себя как прямое возбуждение уровней, так и возбуждение уровней в процессе распада составного ядра. Очевидно, что сечение образования компаунд- системы есть

$$\sigma_c = \sigma_{tot} - \sum_n \sigma_n^{(s)} \quad (43)$$

или

$$\sigma_c = \frac{2\pi}{k_i^2 (2I_i + 1)} \sum_{J \ell_j} (2J + 1) \left(\text{Im} C_{1 \ell_j; 1 \ell_j}^J - \sum_{n \ell_j'} |C_{1 \ell_j; n \ell_j'}^J|^2 \right), \quad (44)$$

Сравнивая выражение (44) с соответствующим одноканальным выражением обычной оптической модели, введем обобщенные коэффициенты прозрачности $T_{n \ell_j}^J$ как

$$T_{n \ell_j}^J = 4 \left(\text{Im} C_{n \ell_j; n \ell_j}^J - \sum_{n' \ell_j'} |C_{n \ell_j; n' \ell_j'}^J|^2 \right), \quad (45)$$

или в более знакомом виде

$$T_{n \ell_j}^J = 1 - \sum_{n' \ell_j'} |S_{n \ell_j; n' \ell_j'}^J|^2. \quad (45 \text{ а})$$

Введение обобщенной матрицы рассеяния $S_{n \ell_j; n' \ell_j'}^J$ из канала n в канал n' позволяет определить коэффициенты прозрачности не только для основного состояния, но и для возбужденных состояний. Как только это сделано, сечение реакции через составное ядро может быть легко вычислено [6].

Алгоритм для численных расчетов

Запишем систему (8) в более компактной форме

$$R_i''(\rho) - Q_i R_i(\rho) + U_{diag}^i(\rho) R_i(\rho) + U_{coupl}^i(\rho) \sum_n W_{in} R_n(\rho) = 0, \quad (46)$$

$$i \equiv \{ I_i j_i l_i J \Pi \}; \quad i = 1, 2, \dots, N_{eq};$$

$$n \equiv \{ I_n j_n l_n J \Pi \}; \quad n = 1, 2, \dots, N_{eq};$$

$$Q_i(\rho) = (E - \varepsilon_i) / E - l_i(l_i + 1) / \rho^2;$$

$$U_{diag}^i = V_{diag} / E; \quad U_{coupl}^i = V_{coupl}(\rho);$$

общее число связанных уравнений N_{eq} в системе (46) и разрешенную схему связи каналов определяет процедура **COUCH**, используя соотношения (9).

Явный вид V_{diag} и V_{coupl} зависит от природы коллективных состояний ядра-мишени и выбирается по формулам (16) - для ротационных состояний или (20) - для вибрационных состояний. Очевидно, что система уравнений (46) является комплексной, так что для решения мы должны разделить ее на действительную и мнимые части:

$$\begin{aligned} R_n(\rho) &= X_n(\rho) + i Y_n(\rho), \\ U_{diag}^n(\rho) &= \text{Re} U_d^n + i \text{Im} U_d^n, \\ U_{coupl}^n(\rho) &= \text{Re} U_{cp}^n + i \text{Im} U_{cp}^n. \end{aligned} \quad (47)$$

Тогда имеем

$$\begin{aligned} X_i''(\rho) + [Q_i(\rho) + \text{Re} U_d^i] X_i(\rho) - \text{Im} U_d^i \cdot Y_i(\rho) + \\ + \text{Re} U_{cp}^i \sum_n W_{in} X_n(\rho) - \text{Im} U_{cp}^i \sum_n W_{in} Y_n(\rho) = 0, \\ Y_i''(\rho) + [Q_i(\rho) + \text{Im} U_d^i] Y_i(\rho) + \text{Re} U_d^i X_i(\rho) + \\ + \text{Im} U_{cp}^i \sum_n W_{in} Y_n(\rho) + \text{Re} U_{cp}^i \sum_n W_{in} X_n(\rho) = 0. \end{aligned} \quad (48)$$

Система (48) - система дифференциальных уравнений второго порядка. Мы ищем решение задачи со следующими граничными условиями:

$$\text{при } \rho = 0 \quad R_n(0) = 0; \quad (49 \text{ а})$$

при $\rho \rightarrow \infty$ решение совпадает с асимптотическим решением (35); (49 б)

решение должно быть непрерывной функцией с непрерывной первой производной во всём интервале изменения ρ . (49 в)

Решение системы (48) ведёт процедура INDEQ. При её создании был использован ряд алгоритмов, рассмотренных в работе [7].

Для получения решения воспользуемся тем свойством, что линейная комбинация

$$\sum_s \alpha^{(s)} \tilde{R}^{(s)} \quad (50)$$

частных решений $\tilde{R}^{(s)}$ системы является также решением системы (48)

$$R_i = \sum_s \alpha^{(s)} \tilde{R}_i^{(s)} \quad (51)$$

Коэффициенты $\alpha^{(s)}$ определим по асимптотическим граничным условиям (49).

Чтобы получить N_{eq} частных независимых решений системы (48), мы проинтегрируем N_{eq} раз эту систему, выбирая каждый раз новые начальные

условия, как показано в таблице I.

Таблица I

ρ		$X_1^{(s)}$	$Y_1^{(s)}$	$X_2^{(s)}$	$Y_2^{(s)}$	\dots	$X_n^{(s)}$	$Y_n^{(s)}$
$\rho=0$	№ решим	0	0	0	0	\dots	0	0
$\rho=h$	$s=1$	h^{α_1}	0	0	0	\dots	0	0
	$s=2$	0	0	h^{α_2}	0	\dots	0	0
	\vdots							
	$s=n$	0	0	0	0	\dots	h^{α_n}	0

где $\alpha_j = \ell_j + 1$, ℓ_j - орбитальный момент в канале j , h - шаг интегрирования.

Для численного интегрирования выбран двухточечный метод [8]

$$f_{n+1} = 2f_n - f_{n-1} + h^2 f_n'' \quad (52)$$

причем используется коррекция функции f_{n+1}

$$f_{n+1} = f_{n+1}^0 + h^2 (f_{n+1}'' - 2f_n'' + f_{n-1}'') / 12 \quad (53)$$

где $f_{n+1}^0, f_{n+1}'', f_n'', f_{n-1}''$ рассчитаны на основе формулы (52).
Производная функций вычисляется по формуле

$$f_3' = [f_6 - f_0 + 9(f_1 - f_5) + 45(f_4 - f_2)] / 60h \quad (54)$$

Используя определения (35) и (33), запишем более подробно граничное условие (49 б):

упругий канал $(I_1 j_1 \ell_1)$

$$\sum_s \alpha^{(s)} R_1^{(s)}(\rho_{max}) = F_{\ell_1}(\rho_{max}) + C_{11}^J [G_{\ell_1}(\rho_{max}) + i F_{\ell_1}(\rho_{max})]; \quad (55 а)$$

неупругий канал $(I_n j_n \ell_n)$, $E > E_n$

$$\sum_s \alpha^{(s)} R_n^{(s)}(\rho_{max}) = (K_1 / K_n)^{1/2} C_{n1}^J [G_{\ell_n}(\rho_{max}^n) + i F_{\ell_n}(\rho_{max}^n)]; \quad (55 б)$$

закрытый канал $(I_{n'} j_{n'} \ell_{n'})$, $E < E_{n'}$

$$\sum_s \alpha^{(s)} R_{n'}^{(s)}(\rho_{max}) = (k_1/k_{n'})^{1/2} B_{n'}^T W_{\ell'+1/2}(\rho_{max}^{n'}) , \quad (55 \text{ в})$$

где $\rho_{max}^n = (k_n/k_1)\rho_{max}$ - радиус сшивки $R_{max}k_1$, приведенный к каналу $(I_n j_n \ell_n)$; радиус сшивки R_{max} обычно выбирается из условия

$$R_{max} = R_a + (7 \div 10)a ;$$

$k_n = (2mE_n/\hbar^2)^{1/2}$ - волновой вектор в канале $(I_n j_n \ell_n)$;

$W_{\ell'+1/2}(\rho)$ - функция Бесселя второго рода.

Функции F_ℓ , G_ℓ и $W_{\ell'+1/2}$ и их производные вычисляет процедура FGW по рекуррентным соотношениям

$$\left. \begin{aligned} F_0(\rho) &= \sin(\rho); F_1(\rho) = \sin(\rho)/\rho - \cos(\rho); \\ G_0(\rho) &= \cos(\rho); G_1(\rho) = \sin(\rho) + \cos(\rho)/\rho; \\ W_{1/2}(\rho) &= \exp(-\rho); W_{3/2}(\rho) = 1 + \exp(-\rho)/\rho; \end{aligned} \right\} \quad (56)$$

$$Q_{\ell+1}(\rho) = (2\ell+1)Q_\ell(\rho)/\rho - Q_{\ell-1}(\rho); \quad (57)$$

$$Q'_\ell(\rho) = (\ell+1)Q_{\ell-1}(\rho)/\rho - Q_\ell(\rho); \quad (58)$$

где $Q_\ell(\rho)$ обозначает любую функцию из F_ℓ , G_ℓ , W_ℓ ; $Q'_\ell(\rho)$ - ее производная.

Нашей основной целью является определение элементов С-матрицы, которые находятся из решения системы $2N_{eq}$ линейных уравнений, относительно $\alpha_i^{(s)}$, C_{in} , B_{in} [граничные условия (55) и аналогичные условия для первых производных]. Разделив действительную и мнимую части, мы получим матрицу (таблица 2) линейной системы уравнений для $2N_{eq}$ неизвестных.

Такая запись матрицы системы уравнений позволяет легко записать любое уравнение системы в явном виде, например первое уравнение для упругого канала имеет вид

$$\begin{aligned} X_1^{(1)} \operatorname{Re} \alpha^{(1)} - Y_1^{(1)} \operatorname{Im} \alpha^{(1)} + \dots - G_{\ell_1} \operatorname{Re} C_{11} + F_{\ell_1} \operatorname{Im} C_{11} - F_{\ell_1}' &= 0, \\ X_1^{(1)} \operatorname{Re} \alpha^{(1)} - Y_1^{(1)} \operatorname{Im} \alpha^{(1)} + \dots - G_{\ell_1}' \operatorname{Re} C_{11} + F_{\ell_1}' \operatorname{Im} C_{11} - F_{\ell_1}' &= 0. \end{aligned}$$

Схема связи каналов и полученная процедурой REAMAC-матрица запоминаться и использоваться для дальнейших расчетов. Полное сечение и сечение упругого и неупругого рассеяния рассчитываются по формулам (39), (41).

Таблица 2

Re $a^{(n)}$	Im $a^{(n)}$	Re $a^{(n)}$	Im $a^{(n)}$	Упругий канал		Неупругий канал $E > E_2$		Закрытый канал $E < E_N$		
						Re C_{11}	Im C_{11}	Re C_{1n}	Im C_{1n}	Re $B_{1n'}$	Im $B_{1n'}$	
$x_1^{(n)}$	$-y_1^{(n)}$	$x_1^{(n)}$	$-y_1^{(n)}$	$-G_1(p)$	$F_1(p)$	0	0	0	0	$-F_1$
$\frac{dx_1^{(n)}}{dp}$	$-\frac{dy_1^{(n)}}{dp}$	$\frac{dx_1^{(n)}}{dp}$	$-\frac{dy_1^{(n)}}{dp}$	$-dG_1/dp$	dF_1/dp	0	0	0	0	$-dF_1/dp$
$y_1^{(n)}$	$x_1^{(n)}$	$y_1^{(n)}$	$x_1^{(n)}$	$-F_1(p)$	$-G_1(p)$	0	0	0	0	0
$\frac{dy_1^{(n)}}{dp}$	$\frac{dx_1^{(n)}}{dp}$	$\frac{dy_1^{(n)}}{dp}$	$\frac{dx_1^{(n)}}{dp}$	$-dF_1/dp$	$-dG_1/dp$	0	0	0	0	0
$x_2^{(n)}$	$-y_2^{(n)}$	$x_2^{(n)}$	$-y_2^{(n)}$	0	0	$-\left(\frac{k_1}{k_2}\right)^{1/2} G_n(p)$	$\left(\frac{k_1}{k_2}\right)^{1/2} F_n(p)$	0	0	0
....	0	0	$-\left(\frac{k_1}{k_2}\right)^{1/2} dG/dp_n$	$\left(\frac{k_1}{k_2}\right)^{1/2} dF/dp_n$	0	0	0
....	0	0	$-\left(\frac{k_1}{k_2}\right)^{1/2} F_n(p)$	$\left(\frac{k_1}{k_2}\right)^{1/2} G_n(p)$	0	0	0
....	0	0	$-\left(\frac{k_1}{k_2}\right)^{1/2} dF/dp_n$	$\left(\frac{k_1}{k_2}\right)^{1/2} dG/dp_n$	0	0	0
$x_3^{(n)}$	$-y_3^{(n)}$	$x_3^{(n)}$	$-y_3^{(n)}$	0	0	0	0	$-\left(\frac{k_1}{k_2}\right)^{1/2} W_{11}(p)$	0	0
....	0	0	0	0	$-\left(\frac{k_1}{k_2}\right)^{1/2} dW/dp_n$	0	0
....	0	0	0	0	0	$-\left(\frac{k_1}{k_2}\right)^{1/2} W_{11}(p)$	0
....	0	0	0	0	0	$-\left(\frac{k_1}{k_2}\right)^{1/2} dW/dp_n$	0

Результаты расчетов

Для проверки программ были проведены расчеты сечений взаимодействия нейтронов с ротационными ядрами (^{238}U) и вибрационными ядрами (^{28}Si , ^{52}Cr , ^{56}Fe). Расчеты σ для ядра ^{238}U при энергии нейтронов $E_n = 0,6$ Мэв выполнялись по программе *ССРОТ*, используя схему уровней из таблицы 3 и параметры оптического потенциала из таблицы 4. Остальные параметры были следующие: максимальный орбитальный момент нейтрона $\ell_{\text{max}} = 5$; радиус сшивки при решении системы уравнений $R_{\text{см}} = 15,3$; число шагов интегрирования дифференциальных уравнений $R_{\text{max}} = 150$; число точек интегрирования при нахождении потенциальных коэффициентов связи (16) $N = 764$; точность интегрирования 10^{-4} .

Для экономии машинного времени учитывалась связь только первых двух уровней. Интегрирование системы дифференциальных уравнений проводилось, используя как простую двухточечную схему (52), так и метод коррекции (53). Введение коррекции приводит к полному согласию диагональных элементов матрицы рассеяния C_{ll} (табл. 5) с рекомендованным контрольным счетом из работы Кикучи [9], если волновой вектор нейтрона выражается как

$$k = 0,219677(A/A+1) E_{\text{lab}}^{1/2} . \quad (59)$$

В табл. 6 приводятся коэффициенты C - матрицы для орбитальных моментов падающих нейтронов $\ell = 0$ и $\ell = 1$. Результаты расчета дифференциальных сечений упругого и неупругого рассеяния нейтронов приведены на рис. 1 а, б, которые демонстрирует отличие, даваемое методом связанных каналов, от сферического случая оптической модели.

Расчеты для вибрационных ядер проводились по программе *ССВИВ* с параметрами потенциалов из таблицы 4 и схемой уровней из таблицы 3. Так же, как и в предыдущем случае, учитывалось только два связанных уровня. Радиус сшивки для всех ядер (^{28}Si , ^{52}Cr , ^{56}Fe) выбирался из условия

$$R_{\text{см}} = r_0 A^{1/3} + 10a . \quad (60)$$

Решение системы проводилось с использованием коррекции. Вчисленные коэффициенты C - матрицы (^{52}Cr) приведены в таблице 7 для первых четырех орбитальных моментов падающего нейтрона.

На рисунках 2,3,4 приведены рассчитанные угловые распределения упруго и неупруго рассеянных нейтронов вместе с имеющимися экспериментальными данными. Достигнутое согласие, особенно в случае ^{56}Fe , показывает, что метод связанных каналов может успешно применяться для описания процессов взаимодействия нуклонов с ядрами.

Таблица 3

Схема нижних уровней ядер

Уровни Ядро	$n = 1$		$n = 2$		$n = 3$	
	ε_n (МэВ)	I_n^{π}	ε_n (МэВ)	I_n^{π}	ε_n (МэВ)	I_n^{π}
Уран-238	0	0^+	0,044	2^+	0,148	4^+
Хром-52	0	0^+	1,433	2^+	2,37	4^+
Кремний-28	0	0^+	1,78	2^+	4,614	4^+
Железо-56	0	0^+	0,847	2^+	2,085	4^+

Таблица 4

Параметры оптических потенциалов ядер

Изотоп, программа	E (МэВ)	$r_0 = r_1$ (f)	a (f)	b (f)	V (МэВ)	V_{so} (МэВ)	W_D (МэВ)	W (МэВ)	β_2	β_4
Уран-238 ССРОТ	0,6	1,25	0,65	0,7	49,3	5,5	5,75	0,0	0,24	0,0
Железо-56 ССVIB	3,26	1,25	0,63	0,47	48,55	7,5	7,18	0,065	0,24	0,0
Железо-56 ССVIB	7,55	1,25	0,63	0,47	47,44	7,5	8,46	0,151	0,24	0,0
Хром - 52 ССVIB	14,0	1,25	0,65	0,47	46,0	7,5	9,5	0,0	0,18	0,0
Кремний-28 ССVIB	14,0	1,25	0,65	0,47	46,0	7,5	9,5	0,0	0,38	0,0

$E = 0,6$ Мэв; уран-238 (диагональная часть матрицы C) Таблица 5

G_t (mb)		8909		8962	
G_d (mb)		4761		4777	
$G_{in}(2^+)$ (mb)		171,7		173,0	
C'		т о ч н о е		программа без корректора	
l	j^*	Real C	Imag C	Real C	Imag C
0	$1/2^+$	-0,0562	0,8066	-0,0569	0,8050
1	$1/2^-$	-0,2422	0,2675	-0,2415	0,2680
	$3/2^-$	-0,2119	0,2882	-0,2113	0,2892
2	$3/2^+$	-0,0653	0,0583	-0,0651	0,0585
	$5/2^+$	-0,0559	0,0626	-0,0598	0,0629
3	$5/2^-$	-0,0017	0,0064	-0,0017	0,0064
	$7/2^-$	-0,0012	0,0100	-0,0012	0,0100

Таблица 6

$E = 0,6$ Мэв; уран-238 (полная матрица C)

Падающая		Рассеянная			2 уровня	
l	j^*	n	l'	j'^*	Re C	Im C
0	$1/2^+$	1	0	$1/2^+$	-0,0562	0,8066
		2	2	$3/2^+$	-0,0401	0,0181
		2	2	$3/2^+$	-0,0571	0,0184
1	$1/2^-$	1	1	$1/2^-$	-0,2422	0,2675
		2	1	$3/2^-$	-0,0652	0,2161
		2	3	$5/2^-$	0,0223	-0,0053
1	$3/2^-$	1	1	$3/2^-$	-0,2119	0,2982
		2	1	$1/2^-$	0,0586	-0,0030
		2	1	$3/2^-$	0,0492	-0,0181
		2	3	$5/2^-$	0,0087	0,0015
		2	3	$7/2^-$	0,0184	0,0046

Таблица 7

E = 14 Мэв хром - 52 (полная матрица C);

 $\sigma_{\text{э}}(\text{E}) = 2427,8 \text{ mb}$; $\sigma_{\text{д}}(\text{E}) = 1088,1 \text{ mb}$; $\sigma_{\text{д}}^{\pm}(\text{E}) = 36,9 \text{ mb}$

Падающая		Рассеянная			Два уровня	
ℓ	j^{π}	n	ℓ'	j'^{π}	Re C	Im C
0	$1/2^{+}$	1	0	$1/2^{+}$	0,1406	0,6561
		2	2	$3/2^{+}$	-0,0048	0,0664
		2	2	$5/2^{+}$	-0,0301	0,0665
1	$1/2^{-}$	1	1	$1/2^{-}$	0,2688	0,5132
		2	1	$3/2^{-}$	-0,0349	0,0574
		2	3	$5/2^{-}$	0,0367	0,0693
1	$3/2^{-}$	1	1	$3/2^{-}$	0,2395	0,6012
		2	1	$1/2^{-}$	0,0234	-0,0398
		2	1	$3/2^{-}$	0,0328	-0,0363
		2	3	$5/2^{-}$	0,0099	0,0299
		2	3	$7/2^{-}$	-0,0178	0,0752
2	$3/2^{+}$	1	2	$3/2^{+}$	0,1698	0,4696
		2	2	$1/2^{+}$	0,0046	-0,0451
		2	2	$3/2^{+}$	-0,0290	-0,0387
		2	4	$5/2^{+}$	0,0077	-0,0277
		2	4	$7/2^{+}$	0,0306	-0,0388
2	$5/2^{+}$	1	2 ⁺	$5/2^{+}$	0,2227	0,5915
		2	2	$1/2^{+}$	-0,0167	0,0355
		2	2	$3/2^{+}$	-0,0066	-0,0219
		2	4	$5/2^{+}$	0,0045	-0,0445
		2	4	$7/2^{+}$	0,0111	-0,0520
2	$5/2^{+}$	2	4	$9/2^{+}$	0,0234	0,0143
		1	3	$5/2^{-}$	-0,1089	0,2880
		2	3	$1/2^{-}$	0,0159	0,0385
		2	3	$3/2^{-}$	-0,0053	-0,8239
		2	3	$5/2^{-}$	-0,0626	-0,0098
3	$5/2^{-}$	2	5	$7/2^{-}$	0,0215	0,0171
		2	5	$9/2^{-}$	-0,0291	0,0369
		1	3	$1/2^{-}$	0,1177	0,3798
		2	3	$1/2^{-}$	-0,0140	0,0456
		2	3	$3/2^{-}$	-0,0178	-0,0132
3	$7/2^{-}$	2	3	$5/2^{-}$	-0,0291	-0,0661
		2	5	$9/2^{-}$	-0,0023	-0,0100
		2	5	$11/2^{-}$	0,0295	-0,0239

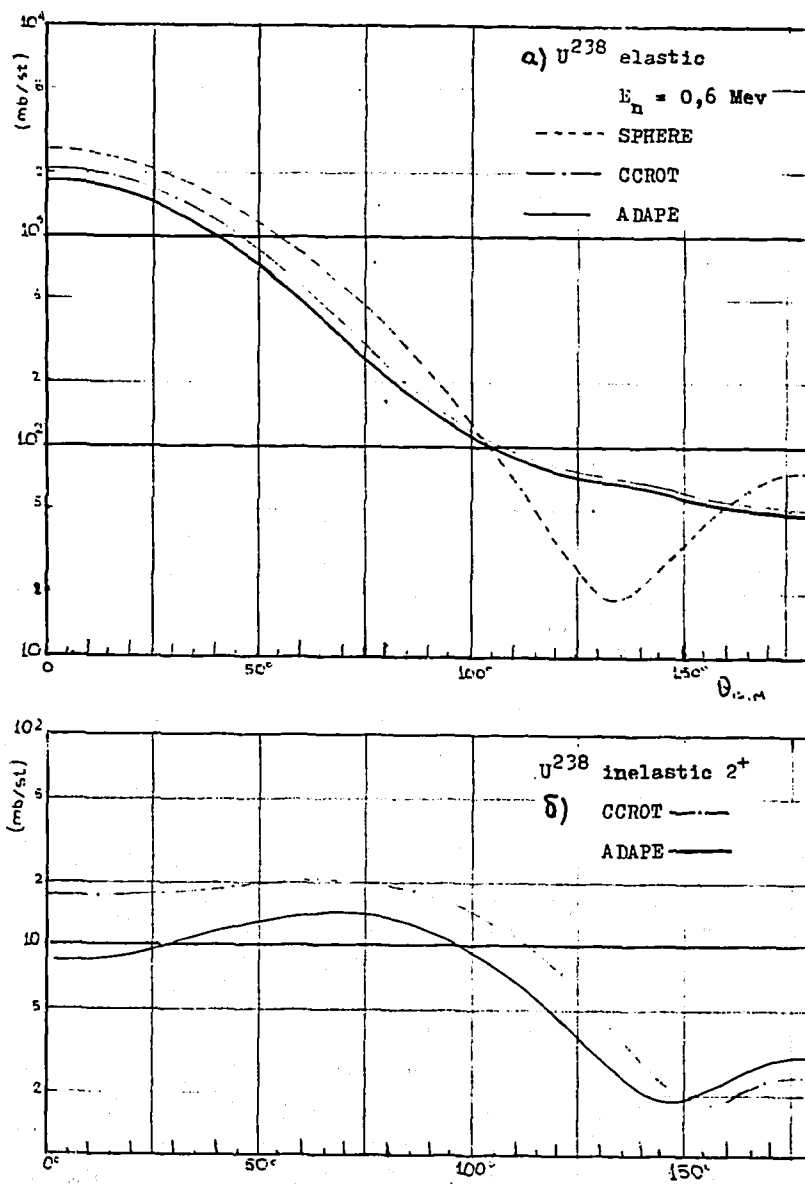


Рис I. Дифференциальные сечения упругого (а) и неупругого (б) рассеяния нейтронов на U^{238} , ADAPE- расчёты, проведенные в адиабатическом приближении, учитывающем всю ротационную полосу

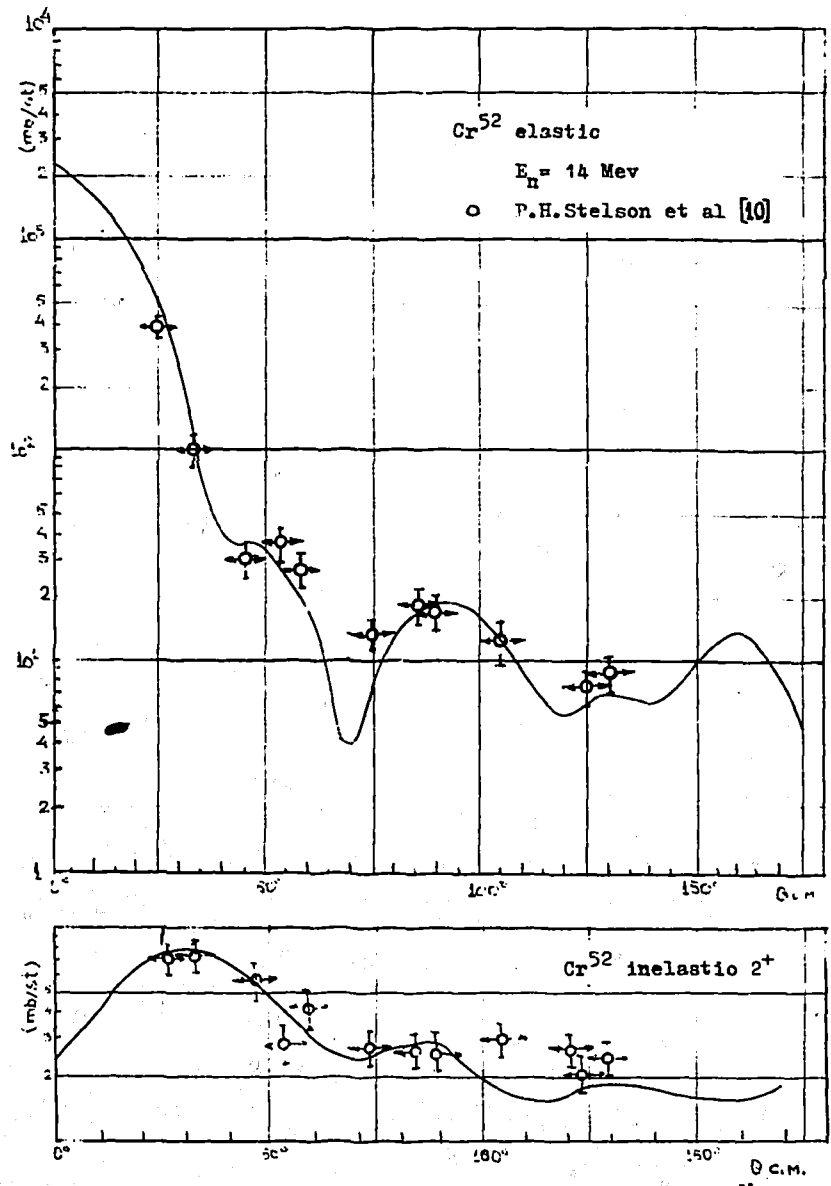


Рис. 2. Дифференциальные сечения упругого и неупругого рассеяния нейтронов на Cr⁵²

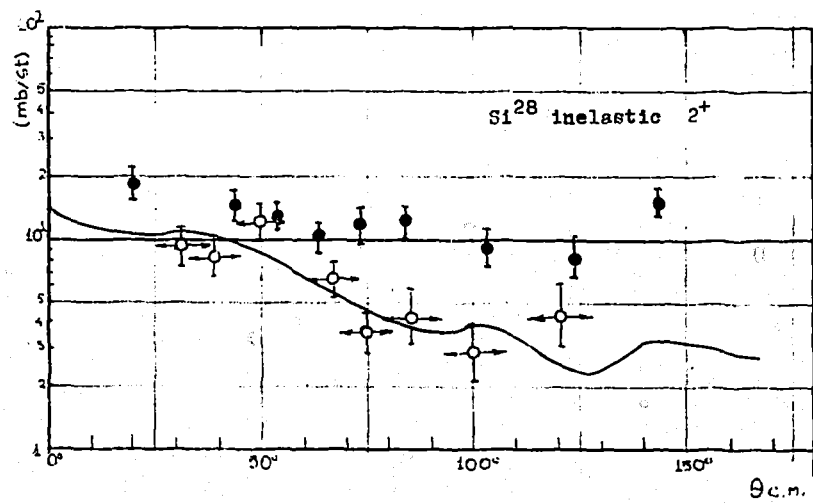
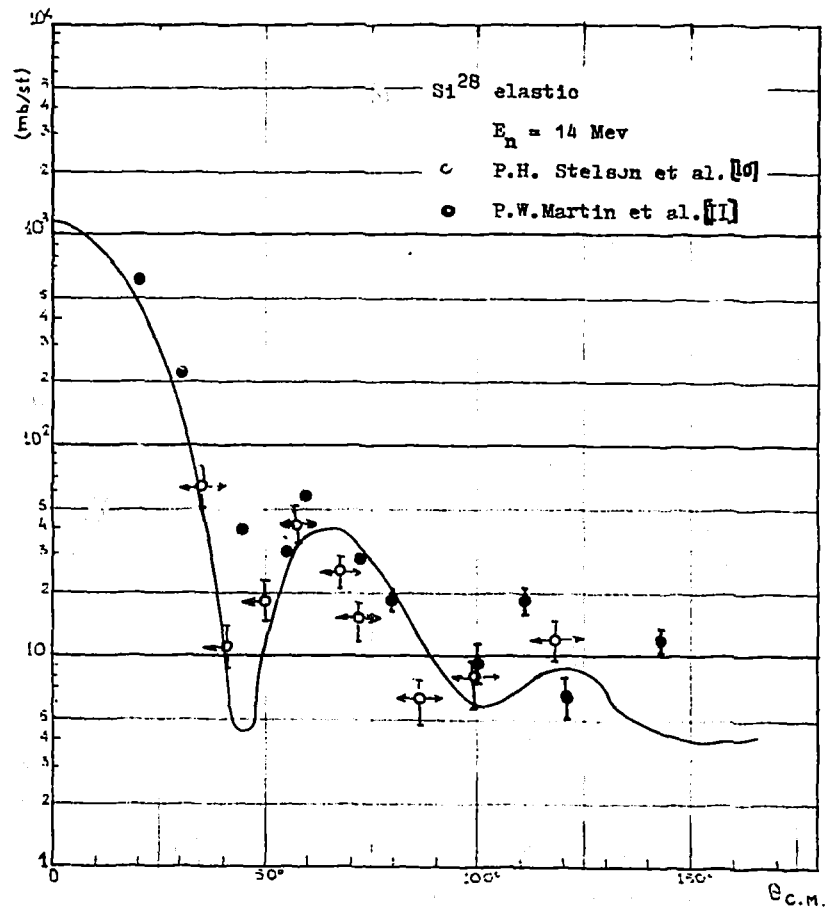


Рис. 3. Дифференциальные сечения упругого и неупругого рассеяния нейтронов на Si^{28}

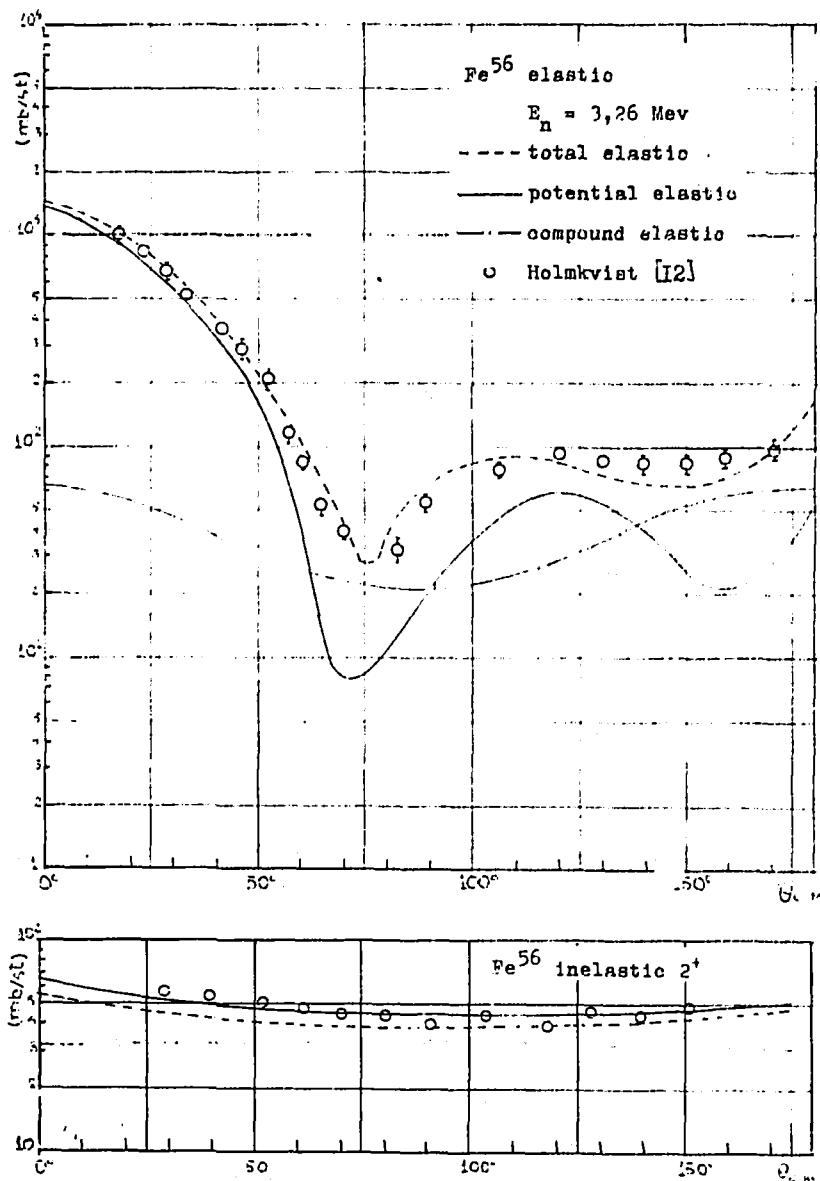


Рис. 4 . Дифференциальные сечения упругого и неупругого рассеяния нейтронов на Fe^{56} ($E = 3,26$ Мэв). Вклад упругого и неупругого процессов, идущих через стадии составного ядра, рассмотрен по теории Хаузера-Фетбаха

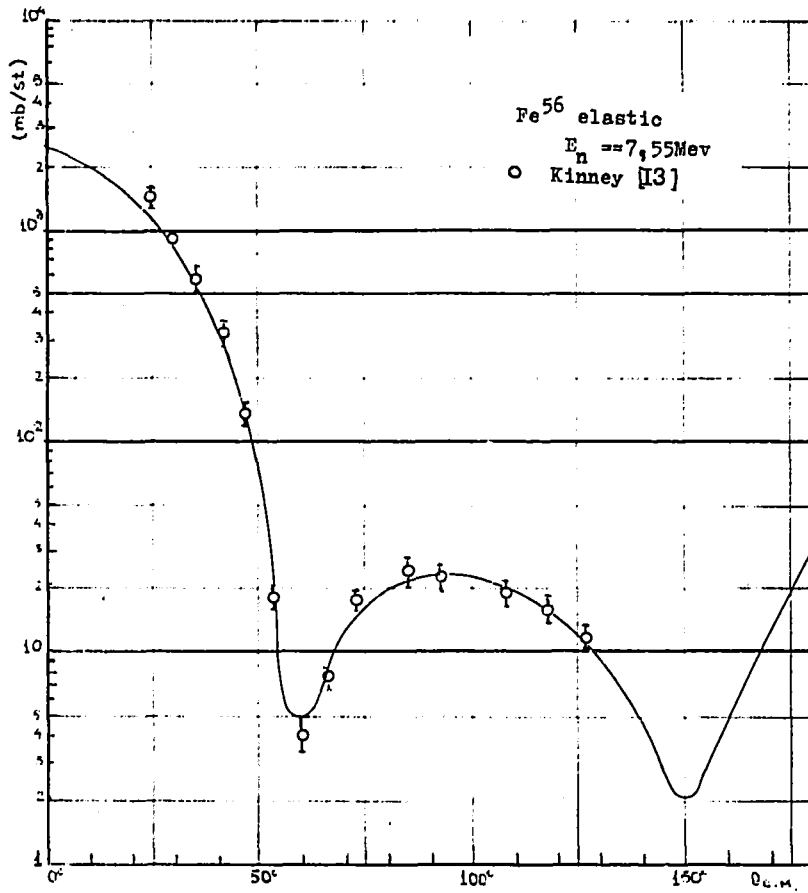


Рис. 5. Дифференциальное сечение упругого рассеяния нейтронов на ядре Fe^{56} ($E = 7,55 \text{ МэВ}$)

А. Общее описание

Программы `SSROT`, `SSVIV`, `DIF2SCAT` написаны для машины М-222 Центра по ядерным данным (Обнинск). Язык программирования АЛГОЛ-60 (TA-Im).

Все три программы базируются на 9 процедурах и двух блоках.

Основные процедуры

1. `COUCH`
2. `INDEQ`
3. `REAMA`
4. `ROMEL`
5. `VIMEL`
6. `YCC`
7. `SJS`
8. `FGW`
9. `ULM`
10. Блок `ROTROT`
11. Блок `ROTVIV`

Используются стандартные программы из библиотеки транслятора TA-Im:

- а) решение систем линейных уравнений СП-1052;
- б) программа обмена с магнитным барабаном СП-0544.

Б. Подробное описание основных программ `SSROT`, `SSVIV`

Основные программы `SSROT` и `SSVIV` контролируют выполнение всего алгоритма решения задачи. Алгоритмы этих программ весьма похожи, поэтому мы разберем подробно работу программы `SSROT`, отметив, разумеется, в соответствующих местах изменения алгоритма для программы `SSVIV`.

I. Работа обеих программ начинается вводом исходных данных в следующем порядке:

- а) `Z`, `A`, `BE2`, `BE4`, `E`, `RMAX`, `LMAX`, `CONST`, `PAR`, `LEVEL`;
- б) `NMAX`;
- в) печать исходных данных;
- г) ввод `Nφ` (для `SSVIV`).

2. Подготовка вспомогательных данных:

- а) заполнение массива чисел $n!10^n$;
- б) параметры для блока записи на МБ;
- в) перевод исходных данных в систему координат, связанную с центром масс системы сталкивающихся частиц.

3. Расчет ℓ - независимых частей потенциала в каждой узловой точке:
 - а) блок ROTROT (ROTUV);
 - б) печать потенциалов.
4. Построение схемы связи каналов COUSN.
5. Расчет матричных элементов COMEL (VIMEL).
6. Решение системы дифференциальных уравнений INDEQ
7. Получение матрицы реакций REAMA .
8. Запись результатов на МБ.
9. Вычисление $\sigma_t(E)$, $\sigma_{el}(E)$, $\sigma_{I \rightarrow I_n}(E)$.
10. Печать результатов.

Описание входных данных

- Z - заряд ядра-мишени.
 A - массовое число ядра-мишени.
 ВК2, ВК4 - параметры деформации φ_2 и φ_4 .
 E - энергия налетающего нейтрона в лабораторной системе координат (Мэв).
 RMAX - число узловых точек для интегрирования дифференциальных уравнений.
 LMAX - максимальный учитываемый орбитальный момент налетающего нейтрона.
 CONST[1:10] - массив вспомогательных констант.

И с п о л ь з у ю т с я :

- CONST[1]
 CONST[2] - радиус сшивки (ферми).
 CONST[3] - число шагов при интегрировании потенциала по углам.
 CONST[4] - константа связи, см. (59).
 PAR[1:8]- массив параметров оптического потенциала.
 PAR[1]- глубина потенциала Вудса-Саксона (Мэв).
 PAR[2]- радиус потенциала Вудса-Саксона (ферми).
 PAR[3]- диффузность потенциала Вудса-Саксона (ферми).
 PAR[4]- глубина потенциала объемного поглощения.
 PAR[5]- глубина потенциала ($\bar{\sigma}$, $\bar{\ell}$).
 PAR[6]- глубина потенциала поверхностного поглощения (Мэв).
 PAR[7]- радиус потенциала поверхностного поглощения (ферми).
 PAR[8]- диффузность потенциала поверхностного поглощения (ферми).

LEVEL[1:6] - массив параметров уровней ядра-мишени (Мэв).
LEVEL[1] - E_x - энергия (Мэв).
LEVEL[2] - I_x - спин,
LEVEL[3] - π_x - четность $\pi = 0$, если четность отрицательна;
 $\pi = 1$, если четность положительна.
NMAX - число рассматриваемых уровней ядра-мишени.
NФ - число фононов в расчете матричных элементов
 вибрационных состояний.

Описание основных идентификаторов

VCS - процедура вычисления коэффициентов Клебша-Гордона.
SJS - процедура вычисления 6J- символов.
FGW - процедура расчета асимптотических волновых функций и их производных.
ULM - процедура расчета сферических функций.
Y - действительный потенциал (диагональная часть).
W - мнимый потенциал (диагональная часть).
YS - потенциал спин-орбитального взаимодействия.
YCFR - действительный потенциал (недиагональная часть).
YCFI - мнимый потенциал (недиагональная часть).
ESM - энергия налетающего нейтрона в системе центра масс.
K - волновое число.
H - шаг при интегрировании потенциала по радиусу.
FAST[0:50] - массив чисел $n! 10^{-n}$.
RO - радиус сшивки в единицах K .
ЯЧМВ - ячейка начала записи на МБ.
NEQ - число связанных уравнений.
ETLJ[1:NEQ] - массив схемы связи каналов.
X, Y - действительная и мнимая части волновой функции.
X1, Y1 - действительная и мнимая части первой производной волновой функции.
CR, CI - действительная и мнимая части матрицы C .
СС[1:128] - массив для записи на МБ.
SIGM[0:3] - массив сечений.

В. Программа DIF2SCAT.

Программа DIF2SCAT по данным, подготовленным программами CCR0T или CCV1B, для данного значения энергии E падающего нейтрона рассчитывает угловую зависимость сечений $\sigma_t(\theta)$, $\sigma_{el}(\theta)$, $\sigma_{t \rightarrow l_n}(\theta)$.

Работа программы начинается вводом исходных данных в следующем порядке:

- а) A , E , NLV , NBM , $LMAX$;
- б) $TETMIN$, $TETMAX$, $DTETA$.

Расчет угловых распределений ведется по формулам.

Необходимая для расчетов матрица C , полученная программами CCR0T или CCV1B, считывается с МБ. Для каждого значения угла печатаются сечения в следующем порядке.

Описание исходных данных

- A - массовое число ядра-мишени.
- E - энергия налетающего нейтрона Мэв ,
- NLV - число уровней ядра-мишени, учитываемых в расчете.
- $LMAX$ - максимальный орбитальный момент налетающего нейтрона.
- $TETMIN$ - начальное значение угла рад ,
- $TETMAX$ - конечное значение угла рад ,
- $DTETA$ - величина шага по углам рад ,
- $NBM = 2 \times LMAX + 1$.

ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ CGROT

```

BEGIN REAL E, BE2, BE4, A, Z ; INTEGER RMAX, LMAX ;
-----
      INTEGER NMAX ;
      -----
      ARRAY PAR[1:8], CONST[1:10], LEVEL[1:3, 1:3] ;
      -----
      P0042(Z, A, BE2, BE4, E, RMAX, LMAX, CONST, PAR, LEVEL) ;
      P0042(NMAX) ;
      P1041(Z, A, LEVEL, BE2, PAR, E) ;
      BEGIN INTEGER NEQ, NCM, NCH, N1 ;
      -----
      REAL ECM, F, H, J, JG, KO, RO, P1 ; REAL NJ ;
      -----
      INTEGER N, L, KK ;
      -----
      ARRAY V, W, VS[1:RMAX], VCP, VCP1[1:RMAX, 1:2],
      -----
      SIGM[0:3], FACT[0:50], E1LJ[1:15, 1:4] ;
      -----
      ARRAY CC[1:128] ; INTEGER I3, N0 ;
      -----
      ECM:=A/(A+1)*E ; K:=CONST[4]*ECM/SQRT(E) ;
      H:=CONST[2]/RMAX ;
      FOR N:=0, 1, 2, 3 DO SIGM[N]:=0 ;
      N:=CONST[3] ; I3:=LEVEL[3, 2] ;
      BEGIN REAL R, P, P4, RV, RS, TETA, DTETA, JOV, J2V, J4V,
      -----
      JOS, J2S, J4S, V2, V4, F, E, TV, TS, D, DV, DS, X2 ;
      -----
      INTEGER I, K ;
      -----
      R:=0 ; P:=12.5663708 ; P4:=SQRT(P) ;
      RV:=PAR[2]*A*(1/3) ; RS:=PAR[7]*A*(1/3) ;
      DTETA:=1/N ;
      FOR I:=1 STEP 1 UNTIL RMAX DO
      -----
      BEGIN R:=R+H ; JOV:=0 ; J2V:=0 ; J4V:=0 ;
      -----
      TETA:=-DTETA ; JOS:=0 ; J2S:=0 ; J4S:=0 ;
      -----
      FOR K:=0 STEP 1 UNTIL N DO
      -----
      BEGIN TETA:=TETA+DTETA ; X2:=TETA*TETA ;
      -----
      V2:=(3*X2-1)/2*SQRT(3)/P4 ;
      V4:=(35*X2*X2-30*X2+3)/8*3/P4 ;
      -----
      F:=(1+BE2*V2+BE4*V4) ;
      -----
      E:=(R-RV*F)/PAR[3] ;

```

```

IF E>30 THEN TV:=0 ELSE
---
TV:=1/(1+EXP(E)) ;
E:=(R-RS+F)/PAR(8) ;
IF E>30 THEN TS:=0 ELSE
---
BEGIN TS:=EXP(E) ;
---
TS:=4*TS/(1+TS)/(1+TS) ;

END ;
---
IF R=0ORR=N THEN D:=DTETA/2 ELSE
---
D:=DTETA ;

DV:=0*TV ; DS:=0*TS ; JOV:=JOV+GV ;
JOS:=JOS+DS ; J2V:=J2V+DV*V2 ;
J2S:=J2S+DS*V2 ; J4V:=J4V+0V*V4 ;
J4S:=J4S+DS*V4 ;

END ;
---
Wf1:=-PAR(1)*JOV ;
Wf1:=-PAR(4)*JOV-PAR(6)*JOS ;
VCP1(1,1):=-P*PAR(1)*J2V ;
VCP1(1,2):=-P*PAR(1)*J4V ;
VCP1(1,1):=-P*(PAR(4)*J2V+PAR(6)*J2S) ;
VCP1(1,2):=-P*(PAR(4)*J4V+PAR(6)*J4S) ;
E:=(R-RV)/PAR(3) ;
IF E>30 THEN TV:=0 ELSE
---
BEGIN TV:=EXP(E) ;
---
TV:=2*TV/(1+TV)/(1+TV)/R/PAR(3) ;

END ;
---
VS(1):=-PAR(5)*TV ;
END ;
---
END ;
---
PI041(V,W,VS,VCP1) ;
FACT(0):=1 ;
FOR N:=1 STEP 1 UNTIL 50 DO
---
FACT(N):=N*FACT(N-1)/10 ;

```

```

H:=K*H ; RO:=H*(RMAX-3) ; KO:=LEVEL(1,2) ;
P1:=-LEVEL(1,1) ; R4MB:=0 ;
FOR L:=0 STEP 1 UNTIL LMAX DO
  BEGIN P1:=-P1 ;
    FOR J:=L-.5.L+.5 DO
      BEGIN IF J<0 THEN GO TO N1 ;
        FOR JG:=ABS(LEVEL(1,2)-J)STEP 1 UNTIL
          LEVEL(1,2)+J+.1 DO
          BEGIN COUCHIL(J,JG,P1,LEVEL(1,2),
            NEQ) ;
            BEGIN ARRAY A2,A4,X,X1,Y,Y1(1:NEQ,
              1:NEQ),CR,C1(1:NEQ) ;
              ARRAY TLJ(1:4) ;
              ROMEL(EILJ,2,NEQ,JG,KO,A2) ;
              ROMEL(EILJ,4,NEQ,JG,KO,A4) ;
              P1041(A2,A4) ;
              NCH:=NEQ ;
              INDEQ(ECM,NFQ,EILJ,RMAX,H,V,W,VS,
                VCPR,VCPI,A2,A4,X,X1,Y,Y1) ;
              REAMA(ECM,RO,NEQ,EILJ,X,X1,Y,Y1,
                CR,C1) ;
              BEGIN FOR N1:=1 STEP 1 UNTIL 128
                DO CC(N1):=0 ;
                CC(1):=L ; CC(2):=J ;
                CC(3):=JG ; CC(4):=NCH ;
                FOR N1:=1 STEP 1 UNTIL NCH DO
                  BEGIN CC(64+N1):=CR(N1) ;
                    CC(79+N1):=C1(N1) ;
                    FOR N:=1,2,3,4 DO
                      CC(4*N1+N1):=EILJ(N1,N1) ;
                  END ;
            END ;

```

```

P0544(CC[1],CC[12E],1,TRUE,
      R4M6) ;
R4M6:=R4M6+129 ;
END ;
P1041(CR,C1) ;
TLJ[4]:=0 ; NJ:=2+JG+1 ;
SIGM[0]:=SIGM[0]+NJ*C[1] ;
KK:=1 ;
FOR N:=1 STEP 1 UNTIL NEQ DO
  BEGIN IF EILJ[KK,1]#EILJ[N,1]
    THEN KK:=KK+1 ;
    SIGM[KK]:=SIGM[KK]+NJ*
      (CR[N]+2+C1[N]*2) ;
    TLJ[4]:=TLJ[4]-4*(CR[N]+2+
      C1[N]*2) ;
    END ;
    TLJ[4]:=TLJ[4]+4*C[1] ; TLJ[1]:=L ;
    TLJ[2]:=J ; TLJ[3]:=JG ;
    P1041(TLJ) ;
    PRO40(TLJ) ;
  END ;
END ;
END ;
END ;
FOR KK:=0,1,2,3 DO
  SIGM[KK]:=SIGM[KK]*.12566/2/(2*LEVEL[1,2]+1)/K/
  K ;
P1041(SIGM) ;
END ;
END ;
END

```

IPOTPAMMA "CCVIB"

```

BEGIN REAL E,CE2,BE3,A,Z ; INTEGER RMAX,LMAX ;
      INTEGER NMAX ,
      ARRAY PAR(1:8),CONST(1:10),LEVEL(1:3,1:3) ;
      P0042(Z,A,BE2,BE3,E,RMAX,LMAX,CONST,PAR,LEVEL) ;
      P0042(NMAX) ;
      P0041(Z,A,LEVEL,CE2,PAR,E) ;
      BEGIN INTEGER NQ,RHME,NCH,N1 ;
            REAL ECM,K,H,J,JG,KO,RO,PI ; REAL NJ ;
            INTEGER N,L,KK ;
            ARRAY V,W,VS(1:RMAX),VGR,VCP(1:RMAX,1:2),
            SIGN(0:3),FACT(0:50),EILJ(1:15,1:4) ;
            ARRAY CC(1:126) ; INTEGER I3,NP ;
      BEGIN P0042(NP) ;
            ECM:=A/(A+1)*E ; K:=CONST(4)*ECM/SQRT(E) ;
            H:=CONST(2)/RMAX ; N:=CONST(5) ; I3:=LEVEL(3,2) ;
            FOR N:=0,1,2,3 DO SIGN(N):=0 ;
      BEGIN REAL R,RA,E,C,TV,TV1,TV2,S,S1,S2,RA1,S3,S4 ;
            INTEGER I ;
            R:=0 ; RA:=PAR(2)*A*(1/3) ;
            S:=-1*PAR(5)/PAR(3) ; S1:=RA/PAR(3) ;
            S2:=S1*S1/2 ; RA1:=PAR(7)*RA/PAR(2) ;
            S3:=PAR(6)*RA1/PAR(8) ;
            S4:=PAR(6)*(RA1/PAR(8))2/2 ;
            FOR I:=1 STEP 1 UNTIL RMAX DO
      BEGIN R:=R+H ; E:=(R-RA)/PAR(3) ;
            IF E>30 THEN
      BEGIN TV:=0 ; TV1:=0 ; TV2:=0 ;
            END ELSE
      BEGIN C:=EXP(E) ; TV:=1/(1+C) ;
            TV1:=C+TV ; TV1:=TV1*TV ;
            TV2:=TV*(1-C) ; TV2:=TV2+TV1 ;

```

```

      END ;
      V[I]:=-PAR[1]*TV ; W[I]:=-PAR[4]*TV ;
      VS[I]:=-S*TV1/R ; C:=TV1*S1 ;
      VCPR[1,1]:=-PAR[1]*C ;
      VCPI[1,1]:=-PAR[4]*C ; C:=TV2*S2 ;
      VCPR[1,2]:=PAR[1]*C ; VCPI[1,2]:=PAR[4]*C ;
      E:=(R-RA1)/PAR[8] ;
      IF E>30 THEN
      BEGIN TV:=0 ; TV1:=0 ; TV2:=0 ;
      END ELSE
      BEGIN C:=EXP(E) ; TV:=C/(1+C) ;
      TV:=TV*4/(1+C) ; TV1:=(1-C)/(1+C) ;
      TV1:=TV*TV1 ; TV2:=C/(1+C) ;
      TV2:=(1-TV2*6/(1+C))*TV1 ;
      END ;
      W[I]:=W[I]-PAR[6]*TV ;
      VCPI[1,1]:=VCPI[1,1]+TV1*S3 ;
      VCPI[1,2]:=VCPI[1,2]-TV2*S4 ;
    END ;
  END ;
  P1041(V,W,VS,VCPR,VCPI,H,RMAX) ;
  FACT[10]:=1 ;
  FOR N:=1 STEP 1 UNTIL 50 DO
    FACT[N]:=N*FACT[N-1]/10 ;
  H:=K*H ; R0:=H*(RMAX-3) ; K0:=LEVEL[1,2] ;
  PI:=-LEVEL[1,3] ; RUMB:=0 ;
  FOR L:=0 STEP 1 UNTIL LMAX DO
    BEGIN PI:=-PI ;
    FOR J:=L-.5,L+.5 DO
      BEGIN IF J<0 THEN GO TO M1 ;
      FOR JG:=ABS(LEVEL[1,2]-J)STEP 1 UNTIL
        LEVEL[1,2]+J+.1 DO

```

```

BEGIN COUCH(L,J,JG,P1,LEVEL,EILJ,NEQ) ;
BEGIN ARRAY A2,A4,X,X1,V,V1[1:NEQ,
1:NEQ],CR,CI[1:NEQ] ;
ARRAY TLJ[1:4] ;
V:MEI(EILJ,NEQ,RMAX,N0,BE2,BE3,JG,
13,A2,A4) ;
P1041(A2,A4) ;
INDEQ(ECM,NEQ,EILJ,RMAX,H,V,W,VS,
VCPR,VCPI,A2,A4,X,X1,U,V1) ;
REAMA(ECM,R0,NEQ,EILJ,X,X1,V,V1,CR,
CI) ;
BEGIN FOR N1:=1 STEP 1 UNTIL 128 DO
CC[N1]:=0 ;
CC[1]:=L ; CC[2]:=J ; CC[3]:=JG ;
CC[4]:=I,CH ;
FOR 1:=1 STEP 1 UNTIL NCH DO
BEGIN CC[64*N1]:=CR[N1] ;
CC[79*N1]:=CI[N1] ;
FOR N:=1,2,3,4 DO
CC[4*N1+N]:=EILJ[N1,N] ;
END ;
P0544(CC[1],CC[128],1,TRUE,R4MB) ;
R4MB:=R4MB+ 29 ;
END
P1041(CR,CI) ;
TLJ[4]:=0 ; NJ:=2*JG ;
SIGM[0]:=SIGM[0]+NJ*CI[1] ; KK:=1 ;
FOR N:=1 STEP 1 UNTIL NEQ DO
BEGIN IF EILJ[KK,1]#EILJ[N,1] THEN
KK:=KK+1 ;
SIGN[KK]:=SIGM[KK]+NJ*(CR[N]+2*
CI[N]+2) ;

```

```

          TLJ(4):=TLJ(4)-4*(CR(N)+2+
          CI(N)+2) ;
          END ;
          TLJ(4):=TLJ(4)+4*CI(1) ; TLJ(1):=RL ;
          TLJ(2):=J ; TLJ(3):=JG ;
          P1041(TLJ) ;
          END ;
        END ;
M1:
          END ;
          END ;
          FOR KK:=0,1,2,3 DO
            SIGM(KK):=SIGM(KK)*.12566/2/(2*LEVEL(J)+2)+1)/K/K ;
            P1041(SIGM) ;
          END ;
        END ;
      END

```


ИПОТРАММА „DIF2SCAT“

1991

```

BEGIN DIAL I, J, A, E, TETA, J1, K9, MJ1, K, KR1, KG2, KOR0,
TETMIN, TETMAX, DTETA, C, CONST ;
DITER N3, N5M, LINC, I1, N, NLV, LMAX, R, S, S1, MN,
I, Q1, QNM, NL1, NLIM ;
DIAZ CC(1:12), V(0:10, 0:10), EILJ(1:15, 1:4),
C(1:1, 1:15), CR, CI(1:15), DSIGM(0:2, 0:1, 0:1,
:1, -4:4), SIGMAN(0:2), FACT(0:50) ;
FACT(0):=1 ;
FOR N:=1 STEP 1 UNTIL 50 DO
  FACT(N):=N*FACT(N-1)/10 ;
  P(0)=C*(E+NLV+NBH, LMAX) ;
  P(1)=TETMIN, TETMAX, DTETA ;
  FOR TETA:=TETMIN STEP DTETA UNTIL TETMAX DO
    BEGIN FOR N:=0, 1, 2 DO
      BEGIN SIGMAN(N):=0 ;
        FOR R:=0, 1 DO
          FOR S:=0, 1 DO
            FOR S1:=0, 1 DO
              FOR MN:=-4 STEP 1 UNTIL 4 DO
                DSIGM(N, R, S, S1, MN):=0 ;
            END ;
          END ;
        END ;
      VL=(TETA, LMAX, LMAX, 0) ;
      T(0):=0 ;
      FOR N9:=1 STEP 1 UNTIL N5M DO
        BEGIN P(54)=(CC(1), CC(12), 1, FALSE, 0, N9) ;
          I:=CC(1) ; J:=CC(2) ; N(4):=CC(4) ;
          FOR N1:=1 STEP 1 UNTIL 15 DO
            BEGIN CH(0, N1):=CC(54+N1) ;
              CR(1, N1):=CC(79+N1) ;
            END ;
          END ;
        END ;
      END ;
    END ;
  END ;
END ;

```

```

FOR N:=1,2,3,4 DO
  EILJ(N1,N):=CC(4*N1+N) ;
END ;
N:=0 ;
FOR N1:=1 STEP 1 UNTIL NCH DO
  BEGIN IN:=EILJ(N1,2) ; L1:=EILJ(N1,3) ;
  J1:=EILJ(N1,4) ;
  IF EILJ(N+1,1)<EILJ(N1,1) THEN
    N:=N+1 ;
  FOR S:=0,1 DO
    BEGIN KG:=SQRT(J+,5) ;
    KG:=IF (S=1)AND(J<L) THEN -KG ELSE
    KG ;
    FOR S1:=0,1 DO
      FOR MN:=-IN STEP 1 UNTIL IN DO
        BEGIN MJ1:=S-MN-.5 ;
        X:=1-2*S1 ; ML1:=S-S1-MN ;
        ML1M:=ABS(ML1) ;
        IF ABS(MJ1)>JORML1M>L1 THEN
          GO TO P ;
        KG1:=IF L1<J1 THEN
          SQRT(L1+.5-MJ1*X) ELSE
          X*SQRT(L1+.5+MJ1*X) ;
        KG1:=KG1/SQRT(2*L1+1) ;
        KG2:=VCC(2*MJ1,2*IN,2*MJ1,2*
        MJ1,2*MN,2=S-1,FACT) ;
        IF KG2=0 THEN GO TO P ;
        K036:=1 ;
        IF ML1<0 THEN
          BEGIN IF 2*(ML1:2)≠ML1
            THEN K036:=-K036
          END ;

```

```

C:=K6*K91+K0?KJ)E+
V(L1,ML1) ;
FOR R:=0,1 DO
  DSIGM(N,R,S,S1,MN):=DSIGM(
    N,R,S,S1,MN)+C*CR:(R,M1) ;

  END ;
END ;
END ;
NMB:=RMB+129 ;
END ;
FOR M:=0 STEP 1 UNTIL NLV DO
  FOR S:=0,1 DO
    FOR S1:=0,1 DO
      FOR MN:=-4 STEP 1 UNTIL 4 DO
        FOR R:=0,1 DO
          SIGMAN(N):=SIGMAN(N)+DSIGM(N,R,S,S1,
            MN)+2 ;
        CONST:=1.3017999/E/A12*(A+1)+2 ;
        FOR V:=0,1,2 DO SIGMAN(N):=SIGMAN(N)+CONST ;
        P1041(TETA,SIGMAN) ;
      END ;
    END ;
  END ;
P1041(A,E,NLV,NBM,LMAX) ;
END

```

ОПИСАНИЕ ПРОЦЕДУР

```

PROCEDURE COUCH(L,J,JG,PI,LEVEL,A,N) ;
REAL J,JG,PI ; INTEGER L,N ; ARRAY LEVEL,A ;
BEGIN REAL J1,V ; INTEGER X,U,W,K,Q,L1 ;
Q:=0 ;
FOR K:=1 STEP 1 UNTIL NMAX DO
FOR J1:=ABS(JG-LEVEL[K,2])STEP 1 UNTIL
JG-LEVEL[K,2]+.1 DO
BEGIN X:=(1-PI*LEVEL[K,3])/2 ;
U:=J1+.5 ; W:=J1-.5 ;
L1:=IF ((U*X)2>((W*X)2) THEN U
ELSE W ;
IF L1>LMAX THEN GO TO MET ;
Q:=Q+1 ; A(Q,1):=LEVEL[K,1] ;
A(Q,2):=LEVEL[K,2] ; A(Q,3):=L1 ;
A(Q,4):=J1 ;
MET:
END ;
N:=Q ;
FOR Q:=1 STEP 1 UNTIL N DO
IF A(Q,1)=LEVEL[1,1]AND(A(Q,3)=LAND
A(Q,4)=J) THEN
BEGIN FOR K:=1,2,3,4 DO
BEGIN V:=A(1,K) ; A(1,K):=A(Q,K) ;
A(Q,K):=V ;
END ;
GO TO ME
END ;
ME:
END ; REAL

```

```

PROCEDURE ROMEL(A,LA,N,J,KO,W) ; REAL J,KO ;
-----
INTEGR N,LA ; ARRAY A,W ;
-----
BEGIN REAL X,Z,PI4,KG,KG1,RAC ;
-----
INTEGER K,I,P,M,L1,L2,L3,L4,L5,L6 ;
-----
PI4:=12.5663708 ;
FOR K:=1 STEP 1 UNTIL N DO
-----
BEGIN Z:=(2*A[K,4]+1)/PI4 ;
-----
FOR I:=K STEP 1 UNTIL N DO
-----
BEGIN P:=J-.5-A[I,2]*2-A[K,2]+
-----
(A[I,3]-A[K,3])/2 ;
X:=IF 2*(P:2)=P THEN 1 ELSE -1 ;
X:=X*SQRT(Z*(2*A[I,2]+1)*(2*A[I,4]+
1)) ;
L1:=2*A[K,4] ; L2:=2*A[I,4] ;
L3:=2*LA ;
KG:=VCC(L1,L2,L3,-1,1,0,FACT) ;
L4:=2*KO ; L5:=2*A[I,2] ;
L6:=2*A[K,2] ;
KG1:=VCC(L5,L3,L6,L4,0,L4,FACT) ;
L4:=2*J ;
RAC:=SJS(L1,L6,L4,L5,L2,L3,FACT) ;
W[K,I]:=X*KG*KG1*RAC ;
-----
END ;
-----
FOR M:=1 STEP 1 UNTIL K-1 DO
-----
W[K,M]:=W[M,K] ;
-----
END
-----
END ;
-----

```

```

PROCEDURE VIMEL(A,N,NLV,NP,BE2,BE3,JG,I3,M2,M4) ;
REAL BE2,BE3,JG ; INTEGER N,NLV,NP,I3 ;
ARRAY A,M2,M4 ;
BEGIN REAL AL,NM4,X,ACF,KU,S,E1,E2,EI,EJ ;
INTEGER T,LM,I,K,K1,J,I7 ;
ARRAY Q(1:2,0:5,1:3,1:3) ;
SWITCH PE:=M0,M2,M4 ; NM4:=12.5663708 ;
FOR I:=1 STEP 1 UNTIL N DO
FOR J:=1 STEP 1 UNTIL N DO M2[I,J]:=M4[I,J]:=0 ;
FOR T:=1,2 DO
FOR LM:=0,1,2,3,4,5 DO
FOR I:=1,2,3 DO
FOR K:=1,2,3 DO Q(T,LM,I,K):=0 ;
AL:=BE2*2/SQRT(NM4) ; X:=SQRT(2*(I3-1)) ;
Q(2,0,1,1):=AL ;
IF NLV=1 THEN GO TO MET ;
Q(2,2,1,2):=BE2 ; Q(2,0,2,2):=AL*7/SQRT(5) ;
Q(2,2,2,2):=-.53452248*X*AL ;
Q(2,4,2,2):=AL*SQRT(2) ;
IF NLV=2 THEN GO TO MET ;
IF I3=3 THEN
BEGIN Q(1,3,1,3):=-BE3 ; S:=AL*BE3/BE2 ;
Q(2,1,2,3):=S*SQRT(3/70) ;
Q(2,3,2,3):=S*(+.51639778) ;
Q(2,5,2,3):=S*SQRT(10/21) ;
END ELSE
BEGIN Q(1,2,1,3):=BE2*SQRT(.4)*X ;
IF NP=1 THEN GO TO MET ;
GO TO PE(I3,2+1) ;
M0: Q(2,0,1,3):=AL/SQRT(2/5) ;
GO TO M ;
M2: Q(2,2,1,3):=AL/SQRT(2)*(-.53452248) ;

```

```

      GO TO M ;
M4:   Q(2,4,1,3):=AL ;
M:    Q(2,0,3,3):=AL*X/SQRT(5)=(SQRT(5)+4=X*
      SJS(4,13=2,4,13=2,4,0,FACT) ) ;
      Q(2,2,3,3):=-.93652268=AL*X+6*X*SJS(4,13=
      2,4,13=2,4,4,FACT) ;
      Q(2,4,3,3):=AL/SQRT(2)=X+4=X*SJS(4,13=2,4,13=
      2,4,8,FACT) ;
      END ;
MET:  ;
      K:=1 ; E1:=0 ;
      FOR I:=1 STEP 1 UNTIL N DO
      BEGIN E1:=A(I,1) ;
      IF E1#E1 THEN K:=K+1 ;
      E1:=E1 ; K1:=K ; E2:=E1 ;
      FOR J:=1 STEP 1 UNTIL N DO
      BEGIN E2:=A(J,1) ;
      IF E2#E2 THEN K1:=K1+1 ;
      E2:=E2 ;
      FOR LM:=0,1,2,3,4,5 DO
      BEGIN KU:=Q(1,LM,K,K1) ; S:=1 ;
      IF KU=0 THEN GO TO R1 ELSE GO TO MACP ;
MACP:
      BEGIN REAL X,KG,RAC ;
      INTEGER P,J1,J2,J3,L1,L2,L3 ;
      P:=JG-1-A(J,2)+2-A(I,2)+(A(J,3)-
      A(I,3))/2 ;
      X:=[ (P:2)+2#P THEN 1 ELSE -1 ;
      J1:=2*A(I,4) ; J2:=2*A(J,4) ;
      J3:=2*LM ;
      KG:=VCC(J1,J2,J3,-1,1,0,FACT) ;
      IF KG=0 THEN

```

```

      BEGIN ACP:=0 ;
      GO TO ME ;
      END ;
      J2:=2*A(I,2) ; J3:=2*JG ;
      L1:=2*A(J,2) ; L2:=2*A(J,4) ;
      L3:=2*LM ;
      RAC:=SJS(J1,J2,J3,L1,L2,L3,FACT) ;
      ACP:=X*RAC*KG*
      SQRT((J1+1)*(L2+1)/PIH4) ;
ME:
      END ;
      IF S=1 THEN GO TO R1 ELSE GO TO R2 ;
R1:
      W2(I,J):=W2(I,J)+ACP*KU ;
      IF N=1 THEN GO TO KOMEU ;
      KU:=Q(2,LM,K,K1) ; S:=2 ;
      IF KU=0 THEN GO TO KOMEU ELSE
      GO TO MACP ;
R2:
      W4(I,J):=W4(I,J)+ACP*KU ;
KOMEU:
      END ;
      END ;
      END ;
      END ;
      FOR I:=2 STEP 1 UNTIL N DO
      FOR J:=1 STEP 1 UNTIL I-1 DO
      BEGIN W2(I,J):=W2(J,I) ; W4(I,J):=W4(J,I) ;
      END ;
      END ;
      END ;

```



```

PROCEDURE INDEJ(ECM,N,EILJ,RM,M,V,W,VS,VCPR,VCPI,A2,
A4,K,X1,Y,V1) ; REAL ECM,H ; INTEGER N,RM ;
ARRAY EILJ,V,W,VS,VCPR,VCPI,A2,A4,X,X1,V,V1 ;
BEGIN REAL DER,F,H1 ; INTEGER I,K,KU,R,K1,H2,N4,N6 ;
ARRAY T1(8*N),U(1:2*N,0:6) ; ARRAY COR(1:4*N) ;
N2:=N+N ; N4:=N2+N2 ; N6:=N2+N4 ; H1:=H*60 ;
FOR I:=1 STEP 1 UNTIL N DO
BEGIN FOR K:=1 STEP 1 UNTIL N2 DO COR(K):=0 ;
FOR K:=1 STEP 1 UNTIL N4 DO T(K):=0 ;
T(N2+2*I-1):=H1(EILJ(I,3)+1) ; KU:=0 ; R:=0 ;
PRINT: R:=R+1 ;
BEGIN REAL EN,P,Q,L,J,PS,GS ;
INTEGER M,M1,S,S1 ; ARRAY SUM(1:4) ;
FOR S:=1 STEP 1 UNTIL N DO
BEGIN EN:=ECM ; L:=EILJ(S,3) ;
J:=EILJ(S,4) ;
PS:=L*(L+1)/(H*R)+2-1+(EILJ(S,1)+V(R)+
VS(R)*(J*(J+1)-L*(L+1)-.75))/EN ;
GS:=W(R)/EN ; S1:=N2+2*S-1 ;
SUM(1):=PS*T(S1) ; SUM(3):=PS*T(S1+1) ;
SUM(2):=GS*T(S1+1) ; SUM(4):=GS*T(S1) ;
FOR M:=1 STEP 1 UNTIL N DO
BEGIN P:=(VCPR(R,1)+A2(S,M)+
VCPR(R,2)+A4(S,M))/EN ;
Q:=(VCPI(R,1)+A2(S,M)+VCPI(R,2)+
A4(S,M))/EN ;
M1:=N2+2*M-1 ;
SUM(1):=SUM(1)+P*T(M1) ;
SUM(2):=SUM(2)+Q*T(M1+1) ;
SUM(3):=SUM(3)+P*T(M1+1) ;
SUM(4):=SUM(4)+Q*T(M1) ;
END ;
END ;

```

```

S1:=N4+2*S-1 ; T(S1):=SUM(1)-SUM(2) ;
RE:      ;
          T(S1+1):=SUM(3)+SUM(4) ;
IM:      ;
          END ;
END ;
FOR K:=1 STEP 1 UNTIL N2 DO
  BEGIN T(N4+K):=2*T(N2+K)-T(K)+H*M*T(N4+K) ;
        T(K):=T(N2+K) ; T(N2+K):=T(N4+K) ;
  END ;
FOR K:=1 STEP 1 UNTIL N2 DO
  GOR(N2+K):=T(N4+K) ;
R:=R+1 ;
BEGIN REAL EN,P,Q,L,J,PS,QS ;
  INTEGER M,N1,S,S1 ; ARRAY SUM(1:4) ;
  FOR S:=1 STEP 1 UNTIL N DO
    BEGIN EN:=EEN ; L:=EILJ(S,3) ;
          J:=EILJ(S,4) ;
          PS:=(L*(L+1)/(H*R)+2-1+(EILJ(S,1)+V(R)+
            VS(R)*(J*(J+1)-L*(L+1)-.75))/EN ;
          IS:=W(R)/EN ; S1:=N2+2*S-1 ;
          SUM(1):=PS*T(S) ; SUM(3):=PS*T(S1+1) ;
          SUM(2):=IS*T(S1+1) ; SUM(4):=QS*T(S) ;
    FOR M:=1 STEP 1 UNTIL N DO
      BEGIN P:=(VCPR(R,1)*A2(S,M)+
              VCPR(R,2)*A4(S,M))/EN ;
            Q:=(VCP1(R,1)*A2(S,M)+VCP1(R,2)*
              A4(S,M))/EN ;
            M1:=N2+2*M-1 ;
            SUM(1):=SUM(1)+P*T(M1) ;
            SUM(2):=SUM(2)+Q*T(M1+1) ;
            SUM(3):=SUM(3)+P*T(M1+1) ;

```

```

SUM(4):=SUM(4)+R*T(K1) ;
END ;
31:=N4+7*S-1 ; T(S1):=SUM(1)-SUM(2) ;
32: ;
T(S1+1):=SUM(3)+SUM(4) ;
33: ;
END ;
END ;
FOR K:=1 STEP 1 UNTIL N2 DO
BEGIN T(N2+K):=T(N2+K)+H*H/12*(T(N4+K)-2*
COR(N2+K)+COR(K)) ;
COR(K):=COR(N2+K) ;
END ;
R:=R-1 ;
IF R<RW-6 THEN GO TO POINT1 ;
FOR K:=1 STEP 1 UNTIL N2 DO U(K,KU):=T(K) ;
IF KU<5 THEN
BEGIN KU:=KU+1 ;
GO TO POINT1
END ;
FOR K:=1 STEP 1 UNTIL N2 DO
BEGIN DER:=(U(K,5)-U(K,0)+9*
(U(K,1)-U(K,5))+45*(U(K,4)-U(K,2)))/H1 ;
F:=U(K,3) ; K1:=K/2 ;
IF K=K1*2 THEN
BEGIN V(1,K1):=F ; V(1,K1):=DER
END ELSE
BEGIN X(1,K1+1):=F ; X(1,K1+1):=DER
END ;
END ;
END ;
END ;

```

```

PROCEDURE REAMA(ECM,RO,NEQ,EILJ,X,X1,Y,V1,CR,
-----
C1) ; REAL ECM,RO ; INTEGER NEQ ;
-----
ARRAY Y,X1,Y,V1,EILJ,CR,C1 ;
-----
BEGIN REAL KO,K,RC1 ;
-----
    INTEGER N,N2,N4,I,J,C,D ; ARRAY RES[1:6] ;
-----
    N2:=2*NEQ ; N4:=4*NEQ ;

    BEGIN ARRAY A[1:N4+1,1:N4+1] ;
    -----
    FOR I:=1 STEP 1 UNTIL N4+1 DO
    -----
        FOR J:=1 STEP 1 UNTIL N4+1 DO
        -----
            A[I,J]:=0 ;

        FOR I:=1 STEP 1 UNTIL NEQ DO
        -----
            FOR J:=1 STEP 1 UNTIL NEQ DO
            -----
                BEGIN A[4*I-3,2*J-1]:=X[J,I] ;
                -----
                    A[4*I-3,2*J]:= -V[J,I] ;
                    A[4*I-2,2*J-1]:=X1[J,I] ;
                    A[4*I-2,2*J]:= -V1[J,I] ;
                    A[4*I-1,2*J-1]:=Y[J,I] ;
                    A[4*I-1,2*J]:= X[J,I] ;
                    A[4*I,2*J-1]:=Y1[J,I] ;
                    A[4*I,2*J]:= X1[J,I] ;

                END ;

            KO:=0.2187*SQRT(ECM) ; J:=0 ;

            FOR N:=1 STEP 1 UNTIL NEQ DO
            -----
                BEGIN K:=0.2187*
                -----
                    SQRT(ABS(ECM-FILJ[N,1])) ;
                    K:=K/KO ; R01:=Y,RO ;
                    FGW(R01,EILJ[N,3],RES) ;

                    IF N=1 THEN
                    -----
                        BEGIN A[1,N4+1]:=+RES[1] ;
                        -----
                            A[2,N4+1]:=+RES[2] ;

                        END ;
                    -----
                END ;
            -----
        END ;
    -----

```

```

K:=SQRT(K) ; C:=4*N-3 ;
D:=2*(NEQ+N)-1 ;
IF ECH>E1LJ(N,1) THEN
  BEGIN
    BEGIN J:=J+1 ; A[C,C]:=-RES(3)/Y ;
      A[C,D+1]:=RES(1)/K ;
      A[C+1,D]:=-Y*RES(4) ;
      A[C+1,D+1]:=K*RES(2) ;
      A[C+2,D]:=-A[C,D+1] ;
      A[C+2,D+1]:=A[C,D] ;
      A[C+3,D]:=-A[C+1,D+1] ;
      A[C+3,D+1]:=A[C+1,D] ;
    END ELSE
    BEGIN A[C,D]:=-RES(5)/K ;
      A[C+1,D]:=-Y*RES(6) ;
      A[C+2,D+1]:=A[C,D] ;
      A[C+3,D+1]:=A[C+1,D] ;
    END ;
  END ;
END ;
P1052(N4+1,N4,A) ;
FOR I:=1 STEP 1 UNTIL NEQ DO
  BEGIN CR(I):=0 ; CI(I):=0 ;
  END ;
FOR I:=1 STEP 1 UNTIL J DO
  BEGIN CR(I):=A(N2+2*I-1,N4+1) ;
  CI(I):=A(N2+2*I,N4+1) ;
  END ;
END ;
END ;
END ;

```

```

REAL PROCEDURE VCC(J1,J2,J,M1,M2,M,FACTORIAL) ;
-----
VALUE J1,J2,J,M1,M2,M ; INTEGER J1,J2,J,M1,M2,M ;
ARRAY FACTORIAL ;
-----
BEGIN INTEGER Z,ZMIN,ZMAX ; REAL CC ;
IF M1+M2>M OR ABS(M1)>ABS(J1) OR ABS(M2)>ABS(J2) OR
ABS(M1)>ABS(J1) OR J>J1+J2 OR J<ABS(J1-J2) OR
J1+J2+J+2*((J1+J2+J):2) THEN VCC:=0 ELSE
-----
ZMIN:=0 ;
IF J-J2+M1<0 THEN ZMIN:=-J+J2-M1 ;
IF J-J1-M2+ZMIN<0 THEN ZMIN:=-J+J1-M2 ;
ZMAX:=J1+J2-J ;
IF J2+M2-ZMAX<0 THEN ZMAX:=J2+M2 ;
IF J1-M1-ZMAX<0 THEN ZMAX:=J1-M1 ;
CC:=0 ;
FOR Z:=ZMIN STEP 2 UNTIL ZMAX DO
-----
CC:=CC+(IF Z=4*(Z:4) THEN 1 ELSE
-1)/(FACTORIAL(Z:2)*FACTORIAL((J1+J2-J-Z)
:2)*FACTORIAL((J1-M1-Z):2)*FACTORIAL((J2+
M2-Z):2)*FACTORIAL((J-J2+M1-Z):2)*
FACTORIAL((J-J1-M2+Z):2)) ;
VCC:=SIGN((J-1)*FACTORIAL((J1+J2-J):2)*
FACTORIAL((J1+J2+J):2)*
FACTORIAL((-J1+J2+J):2)*
FACTORIAL((J1+M1):2)*FACTORIAL((J1-M1):2)*
CC*FACTORIAL((J2+M2):2)*
FACTORIAL((J2-M2):2)*FACTORIAL((J+M):2)*
FACTORIAL((J-M):2)*CC/
FACTORIAL((J1+J2+J+2):2)/10)*SIGN(CC)
-----
END
-----
END ;
-----

```

```

REAL PROCEDURE SJS(J1,J2,J3,L1,L2,L3,FACTORIAL) ;
  VALUE J1,J2,J3,L1,L2,L3 ;
  INTEGER J1,J2,J3,L1,L2,L3 ; ARRAY FACTORIAL ;
  BEGIN INTEGER W,WMIN,WMAX,X1,X2,X3,X4,X5,X6,X7 ;
    CALL DELTA,C9 ; REAL
  PROCEDURE DELTA(A,B,C) ; VALUE A,B,C ;
    INTEGER A,B,C ;
    BEGIN DELTA:=SQRT(FACTORIAL((A+B-C):2)*
      FACTORIAL((A-B+C):2)*FACTORIAL((-A+B+C):2)/
      FACTORIAL((A+B+C+2):2) ;
    END ;
  IF J1+J2<J3 OR ABS(J1-J2)>J3 OR
  J1+J2+J3#2*((J1+J2+J3):2) OR J1+L2<L3 OR
  ABS(J1-L2)>L3 OR J1+L2+L3#2*((J1+L2+L3):2) OR
  L1+J2<L3 OR ABS(L1-J2)>L3 OR
  L1+J2+L3#2*((L1+J2+L3):2) OR L1+L2<J3 OR
  ABS(L1-L2)>J3 OR L1+L2+J3#2*((L1+L2+J3):2) THEN
  SJS:=0 ELSE
  BEGIN DELTA:=1 ; WMIN:=J1+J2+J3 ;
    IF WMIN<J1+L2+L3 THEN WMIN:=J1+L2+L3 ;
    IF WMIN<L1+J2+L3 THEN WMIN:=L1+J2+L3 ;
    IF WMIN<L1+L2+J3 THEN WMIN:=L1+L2+J3 ;
    WMAX:=J1+J2+L1+L2 ;
    IF WMAX>J2+J3+L2+L3 THEN WMAX:=J2+J3+L2+L3 ;
    IF WMAX>J3+J1+L3+L1 THEN WMAX:=J3+J1+L3+L1 ;
    FOR W:=WMIN STEP 2 UNTIL WMAX DO
      BEGIN X1:=(W-J1-J2-J3):2 ;
        X2:=(W-J1-L2-L3):2 ;
        X3:=(W-L1-J2-L3):2 ;
        X4:=(W-L1-L2-J3):2 ;
        X5:=(J1+J2+L1+L2-W):2 ;
        X6:=(J2+J3+L2+L3-W):2 ;

```

```

Y7:=(J3+J1+L3+L1-N)2 ;
D2:=FACTORIAL(N2+1)/(FACTORIAL(X1)*
FACTORIAL(X2)*FACTORIAL(X3)*
FACTORIAL(X4)*FACTORIAL(X5)*
FACTORIAL(X6)*FACTORIAL(X7)) ;
OMEGA:=OMEGA+(IF N=4*(N:4) THEN 1 ELSE
-1)*D2 ;
END ;
SJS:=DELTA(J1,J2,J3)*DELTA(J1,L2,L3)*
DELTA(L1,J2,L3)+DELTA(L1,J2,J3)*OMEGA/
(10+1) ;
END ;
END ;

```

III


```

PROCEDURE FGM(X,L,R) ; REAL X ; INTEGER L ;
-----
ARRAY R ;
-----
BEGIN REAL FO,GO,F1,G1,W0,W1,A,B ;
-----
      INTEGER LO,L1 ;
      -----
      LO:=0 ; L1:=1 ; FO:=SIN(X) ; GO:=COS(X) ;
      IF X=0 THEN
      -----
        BEGIN GO TO P2 ;
        -----
        END ;
      -----
      F1:=FO/X-GO ; G1:=FO-GO/X ; W0:=EXP(-X) ;
      W1:=(1+1/X)*W0 ;
P1:   IF L=LO THEN
      -----
        BEGIN R(1):=FO ; A:=L1/X ; R(2):=A*FO-F1 ;
        -----
          R(3):=GO ; R(4):=A*GO-G1 ; R(5):=W0 ;
          R(6):=A*W0-W1 ;
          GO TO P2 ;
        -----
        END ELSE
        -----
        BEGIN A:=(2*L1+1)/X ; B:=A*F1-FO ;
        -----
          FO:=F1 ; F1:=B ; G1:=A*G1-GO ; GO:=G1 ;
          G1:=B ; B:=A*W1+W0 ; W0:=W1 ; W1:=B ;
          LO:=L1 ; L1:=L1+1 ;
          GO TO P1 ;
        -----
        END ;
      -----
P2:   END ;
-----

```

```

SUBROUTINE VEC(TETA,LMAX,MMAX,VI) ; INTEGER LMAX,MMAX ;
REAL TETA ; ARRAY V ;
BEGIN INTEGER L,M,LT,MIF ; REAL SI,CO,TM4,MIN ;
TM4:=12.566371 ; SI:=SIN(TETA) ; CO:=COS(TETA) ;
FOR L:=0 STEP 1 UNTIL LMAX DO
FOR M:=0 STEP 1 UNTIL MMAX DO V(L,M):=0 ;
MIN:=1/SQRT(0.4) ; V(0,0):=MIN ; V(0,1):=0 ;
V(1,0):=MIN*SQRT(3)*CO ;
V(1,1):=-MIN*SQRT(3/2)*SI ;
V(L,M) :
IF MMAX=0 THEN LT:=0 ELSE LT:=1 ;
FOR M:=0 STEP 1 UNTIL LT DO
FOR L:=1 STEP 1 UNTIL LMAX-1 DO
V(L-1,M):=SQRT((2*L-1)*(2*L+3)/(L+M+1)/(L-M+
1))*CO*V(L,M)-V(L-1,M)*SQRT((2*L+3)*(L-M)*(L+
M)/(2*L-1)/(L-M+1)/(L+M+1)) ;
IF MMAX=1 OR MMAX=0 THEN GO TO KOME4 ;
IF SI<=0 THEN GO TO KOME ;
FOR L:=2 STEP 1 UNTIL LMAX DO
FOR M:=0 STEP 1 UNTIL L-2 DO
V(L,M+2):=-2*(M+1)/SI/SQRT((L-M-1)*(L+M+1))*
CO*V(L,M+1)-SQRT((L+1)*(L-1)/(L-M-1)/(L+M+
1))*V(L,M) ;
KOME4 :
KOME :
END
END

```

ЛИТЕРАТУРА

1. A.Bohr, B.Mottelson. Kgl. Danske. Vid. Selsk., Mat. Fys. Medd. 27, No.16 (1953).
H.Feshbach. Ann. Phys., 2, 357 (1958).
2. B.Margolis, E.S.Troubetzksy, Phys. Rev., 106, 105 (1957).
D.M.Chase, L.Wilets, A.R.Edmonds, Phys. Rev., 110, 1080 (1958).
S.Yoshida, Proc. Phys. Soc., A 69, 668 (1956).
3. А.Эдмондс. В сб. Деформация атомных ядер. ИЛ, М., 1958.
4. А.Давыдов. Возбужденные состояния атомных ядер. Атомиздат, М., 1967.
5. Т.Тамира. Rev. Mod. Phys. 37, 679 (1965).
6. W.Nauser, H.Feshbach, Phys. Rev. 87, 366 (1952).
7. F. Fabbri, A.M.Saruis RT/FI(67)10. Рома 1967.
8. К.С.Кунц. Численный анализ "Техника". Киев, 1964.
9. I.Kikuchi INDC(FR) 5/L Saclay, D.Ph-N/MF/72/502.
10. P.Stelson e.a. Nucl. Phys. 68, 97 (1965).
11. P.W.Martin e.a. Nucl. Phys. 61, 524 (1965).
12. B.Holmkvist.. Arkiv Fysik, 38, 403 (1969).
13. Kinney. ORNL-TM-2052.

УЧЕТ ПРЯМОГО ПРОЦЕССА В НАБЛЮДАЕМЫХ СПЕКТРАХ
НЕУПРУГО РАССЕЯННЫХ НЕЙТРОНОВ

Е.М.Сапрыкин, А.А.Лукьянов

В реакции неупругого рассеяния нейтронов с энергиями $\sim 8-15$ Мэв на различных ядрах характерные отличия наблюдаемых в эксперименте спектров и угловых распределений нейтронов эмиссии от спектра испарения интерпретируются как вклад механизма прямого неупругого рассеяния падающего нейтрона на одном из нуклонов ядра-мишени. Получена простая схема для качественной оценки этого вклада в дважды дифференциальные сечения неупругого рассеяния, измеряемые с широким экспериментальным разрешением. Результаты расчета сравниваются с экспериментальными данными.

* * *

К настоящему времени с развитием техники измерений методом времени пролета получена обширная экспериментальная информация о спектрах и угловых распределениях неупруго рассеянных нейтронов [а также нейтронов из реакции $(n, 2n)$] при энергии бомбардирующих нейтронов E , несколько превышающей энергию связи нуклона в ядре-мишени (8-15 Мэв) [1,2]. Основной целью этих экспериментов является изучение процесса неупругого рассеяния с точки зрения статистической теории ядра, а также реакций $(n, 2n)$, (n, pn) вблизи порога. Для наблюдаемых спектров нейтронов эмиссии здесь характерно довольно широкое по сравнению с расстоянием между уровнями ядра-мишени экспериментальное разрешение, приводящее к некоторой средней по многим переходам монотонной энергетической зависимости от энергии вылетающих нейтронов E' . В основной части спектра эта зависимость близка к распределению Максвелла $(E' \exp - E'/T)$, что указывает на преобладание при этих энергиях механизма испарения нейтронов из компаунд-ядра [3]. Отличие наблюдаемых спектров от максвелловского проявляется наиболее очевидно в аномально большом для характерных ядерных температур вкладе жесткой части и, главное, в заметной асимметрии углового распределения неупруго рассеянных нейтронов [1,2].

В ранних работах при анализе спектров неупруго рассеянных нейтронов жесткую часть либо вообще не учитывали, либо предполагали ее постоянной при всех энергиях E' и под всеми углами [2]. С улучшением точности экспериментальных данных такая схема оказалась недостаточной, так как привела к различным температурам и разным относительным вкладом максвелловской части под разными углами [2]. В дальнейшем использование представления о

неупругом рассеянии через неравновесные ("предкомпаунд") состояния [4] должно было бы, казалось, улучшить описание немаквелловской части спектра. Однако, как это следует из анализа, этот процесс в значительной степени учитывается распределением Максвелла, а соответствующие угловые распределения неупруго рассеянных нейтронов симметричны [4,5]. Таким образом, для интерпретации наблюдаемых в рассматриваемых экспериментах основных закономерностей для немаквелловской части и соответственно корректного выделения маквелловского спектра с близким к изотропному угловым распределением [3,6] и одинаковыми под всеми углами температурами наиболее естественным является, по-видимому, предположение о существенном вкладе в реакцию прямых процессов [7-10].

Как уже отмечалось, характерным для рассматриваемых экспериментов является весьма широкое экспериментальное разрешение, при котором (даже для $E' \sim E$) наблюдаемые спектры представляют собой результат усреднения по многим переходам. Последовательный анализ вклада прямого процесса связан с расчетом вероятностей отдельных переходов между известными уровнями ядра-мишени при неупругом рассеянии на основе известных схем теории прямых ядерных реакций [7-10] и усреднением их в отдельных энергетических интервалах по экспериментальному разрешению. Этот путь, однако, практически весьма сложен из-за необходимости рассмотрения в общем случае большого числа переходов между уровнями различного типа со специфическими для каждого из них схемами численных расчетов. Кроме этого, точность имеющихся экспериментальных данных в настоящее время не позволяет дать предпочтение той или иной схеме расчета в рассматриваемых экспериментах.

Целью данной работы является построение простой (в какой-то степени феноменологической) приближенной схемы параметризации энергетической и угловой зависимостей немаквелловской части спектра, отражающей основные наблюдаемые экспериментально для разных ядер закономерности. Для этого мы ограничились простейшим рассмотрением прямого неупругого рассеяния падающего нейтрона на отдельных независимых нуклонах ядра-мишени в рамках известной схемы Батлера [8,9]. В этой схеме прямое взаимодействие представляется периферийным (при $r > R$, где параметр R порядка радиуса ядра), волновые функции падающего и неупруго рассеянного нейтронов описываются плоскими волнами ($\exp ikr$, $\exp ik'r$), а взаимодействие падающего нейтрона с нуклонами ядра-мишени-псевдопотенциалом $V(\vec{r}) = (2\pi\hbar^2/m)Q\delta(\vec{r})$, где Q - характерная длина нуклон-нуклонного рассеяния [9]. При этих основных предположениях дифференциальное сечение прямого процесса при энергии возбуждения $\varepsilon = E - E'$ определяется матричным элементом перехода нуклона ядра-мишени из начального одночастичного связанного состояния (i) с моментами l_i и j_i и энергией связи B_i в соответствующее конечное состояние (f) с энергией $B_f = B_i - \varepsilon$ и моментами l_f, j_f и записывается в форме [8,9]:

$$\sigma_{i \rightarrow f}(\varepsilon, q) = |a|^2 \sqrt{\frac{E'}{E}} \sum_L \frac{1}{2j_i + 1} \left| Z(l_i, j_i, l_f, j_f | \frac{1}{2}L) R_{i \rightarrow f}^L(\varepsilon, q) \right|^2 \delta(B_i - B_f - \varepsilon), \quad (1)$$

где Z - коэффициенты векторного сложения;

$$R_{i \rightarrow f}^L(\varepsilon, q) = \int_R^\infty j_L(qr) \Psi_i(r) \Psi_f^*(r) r^2 dr \quad (2)$$

радиальный матричный элемент; $j_L(qr)$ - сферические функции Бесселя; $q = |\vec{k} - \vec{k}'|$ - зависит как от энергий падающего и рассеянного нейтронов, так и от угла рассеяния; $\Psi_i(r)$ - радиальные волновые функции нуклонов, связанных в ядре-мишени, которые для $r > R$ можно выбрать приближенно в их асимптотической форме

$$\Psi_i(r) = (C_i/r) \exp(-\chi_i r) \quad (3)$$

($\chi_i^2 = 2mB_i/\hbar^2$). Если нормировочный интеграл для функций $\Psi(r)$ в области ($R \leq r < \infty$) равен γ_i , то константа C_i (3) определится как

$$C_i = \sqrt{2 \chi_i \gamma_i} \exp \chi_i R.$$

В результате, для радиального матричного элемента (2) получим приближенный результат (см. приложение)

$$\begin{aligned} R_{i \rightarrow f}^L(\varepsilon, q) &\approx 2 \sqrt{\chi_i \chi_f \gamma_i \gamma_f} e^{(\chi_i + \chi_f)R} \int_R^\infty dr j_L(qr) e^{-(\chi_i + \chi_f)r} \approx \\ &\approx \sqrt{\gamma_i \gamma_f} \frac{2 \sqrt{\chi_i \chi_f}}{q} \arctg \frac{q}{\chi_i + \chi_f} j_L(qR), \end{aligned} \quad (4)$$

хорошо аппроксимирующий более точные оценки для $q \leq 2(\chi_i + \chi_f)$, т.е. в широком интервале интересующих нас значений переданного импульса ($\hbar q$). Подставляя (4) в выражение для дифференциального сечения (1), получим

$$\begin{aligned} \sigma_{i \rightarrow f}(\varepsilon, q) &= |a|^2 \gamma_i \gamma_f \sqrt{\frac{E'}{E}} \frac{4 \chi_i \chi_f}{q^2} \left(\arctg \frac{q}{\chi_i + \chi_f} \right)^2 \times \\ &\times \frac{1}{2j_i + 1} \sum_L Z^2(l_i, j_i, l_f, j_f | \frac{1}{2}L) j_L^2(qR) \delta(B_i - B_f - \varepsilon). \end{aligned} \quad (5)$$

Эта формула отражает особенности углового распределения неупруго рассеянных нейтронов как общие для различных переходов, соответствующие в дисперсионной теории прямых процессов т.н. 'треугольной диаграмме' [10], так и специфичные для отдельных переходов, определяемые суммой по L . Параметрами здесь являются (в определенных пределах) длина нуклон-нуклонного

рассеяния, радиус области, где происходит прямое взаимодействие R , а также нормировочный интеграл $\bar{\gamma}_i$.

Определив приближенную структуру выражения для дифференциального сечения перехода $i \rightarrow f$ (1), рассмотрим основные особенности в энергетических спектрах и угловых распределениях неупруго рассеянных нейтронов, усредненных по интервалу экспериментального разрешения Δ , содержащему большое число различных переходов. Если функцию разрешения выбрать в виде столика, то соответствующее среднее сечение (5) можно представить приближенно в виде:

$$\bar{\sigma}(\varepsilon, q) \approx \frac{19\bar{\gamma}^2}{\Delta} \sqrt{\frac{E'}{E} \left(1 - \frac{\varepsilon^2}{4B_0^2}\right)} \left[\frac{2\mathcal{X}_0}{q} \operatorname{arctg} \frac{q}{2\mathcal{X}_0} \right]^2 \times \quad (6)$$

$$\times \sum_{(\ell_i, j_i)} \sum_{(\ell_f, j_f)} \sum_L n_i Z^2 (\ell_i, j_i | \ell_f, j_f | \frac{1}{2}L) j_i^2 (qR) / (2j_i + 1),$$

где мы предположили значения величин $\bar{\gamma}_i$ приблизительно одинаковыми для разных состояний, а также использовали плавную зависимость функций энергии связи \mathcal{X}_i в интервале $[B_0, B_0 + \varepsilon]$ (B_0 - минимальное значение энергии связи нейтрона в ядре-мишени в основном состоянии). Суммирование по (ℓ_i, j_i) и (ℓ_f, j_f) содержит всевозможные одночастичные состояния, попадающие по энергии в интервалы $[B_0, B_0 + \varepsilon + \frac{\Delta}{2}]$ и $[B_0, B_0 - \varepsilon - \frac{\Delta}{2}]$, соответственно, а n_i - число нуклонов в i -ом состоянии. Более точный результат можно получить непосредственным интегрированием суммы всевозможных переходов с энергиями, попадающими в интервал $\varepsilon \pm \frac{\Delta}{2}$, для произвольной функции разрешения $F(\varepsilon - \varepsilon')$

$$\bar{\sigma}(\varepsilon, q) \approx \sum_{i, f} \int \bar{\sigma}_{i \rightarrow f}(\varepsilon', q) F(\varepsilon - \varepsilon') d\varepsilon' \quad (7)$$

Практически это соответствует введению в сумме (6) "веса" различных слагаемых, определяемого значением функции разрешения при энергии $\varepsilon - B_i + B_f$. Усреднение по широкому энергетическому интервалу $\varepsilon \pm \frac{\Delta}{2}$ в нашем случае оправдывает сделанное выше пренебрежение возможностью расщепления состояний по магнитному квантовому числу из-за деформации ядра либо просто за счет остаточных взаимодействий, если предположить, что все соответствующие переходы попадают в этот интервал. Для предельного случая большого числа всевозможных переходов с различными моментами в интервале усреднения сумма (6) пропорциональна приближенно средней плотности частично-дырочных состояний ($\sim \varepsilon$ [II]) и слабо зависит от qR . Тогда энергетическая зависимость спектра должна быть приблизительно одинаковой под всеми углами ($\sim \varepsilon \sqrt{E'/E}$), а угловая - определяться зависимостью $[(2\mathcal{X}_0/q) \operatorname{arctg} q/2\mathcal{X}_0]^2$. В действительности, однако, число одночастичных переходов в интервале

$\xi \pm \frac{\Delta}{2}$ при рассматриваемых энергиях обычно невелико. В результате, для разных ядер и в зависимости от энергии ξ значения сумм могут существенно зависеть от параметра φR .

Полученное выражение для оценки энергетической и угловой зависимости вклада прямого неупругого рассеяния в наблюдаемые средние по широкому экспериментальному разрешению спектры нейтронов эмиссии (6) использовалось для параметризации жесткой части спектров, измеренных для ядер Nb , Co и Fe при энергии падающих нейтронов $E = 14,36$ Мэв [2,12]. Для этого рассматривались переходы обычной модели независимых частиц [9], основными из которых для Nb являются в жесткой части спектра $g_{3/2} \rightarrow d_{5/2}$, $g_{3/2} \rightarrow g_{1/2}$, $d_{5/2} \rightarrow h_{11/2}$, для Co - $f_{7/2} \rightarrow f_{5/2}$, $f_{7/2} \rightarrow p_{3/2}$, $s_{1/2} \rightarrow p_{3/2}$, для Fe - $f_{7/2} \rightarrow f_{5/2}$, $f_{7/2} \rightarrow p_{3/2}$, $p_{3/2} \rightarrow p_{1/2}$. Результаты расчета с параметрами, приведенными в таблице, представлены вместе с экспериментальными данными и максвелловской частью на рис. 1. Там же приведены и характерные угловые распределения. При экстраполяции результатов на область энергий, где существенный вклад дает спектр Максвелла, используются параметры $|\alpha \bar{\gamma}|^2 / \Delta$ и R , подобранные для жесткой части, причем учитывается изменение типа переходов с увеличением ξ . Так, при энергиях E' вблизи порога реакции $(n, 2n)$ основными переходами для Nb будут $d_{5/2} \rightarrow i_{13/2} (h_{9/2})$, $p_{3/2} \rightarrow g_{3/2}$, $p_{1/2} \rightarrow h_{11/2}$, для Co - $f_{7/2} \rightarrow g_{3/2} (p_{3/2})$, $p_{3/2} \rightarrow g_{3/2}$, $s_{1/2} \rightarrow f_{5/2}$ и для Fe - $f_{7/2} \rightarrow g_{3/2} (p_{1/2})$, $p_{3/2} \rightarrow g_{3/2}$. Соответственно изменяется и характер угловых распределений (рис. 1). Вычитая полученные значения для вклада немаксвелловской части (6) из экспериментальных спектров, получим выше порога реакции $(n, 2n)$ изотропный максвелловский спектр с одинаковыми под всеми углами температурами.

$$\sigma_n \approx \alpha E' \exp(-E'/T). \quad (8)$$

Параметры α и T для рассмотренных примеров приведены в таблице. Ниже порога проинтегрированная по всем углам разность между экспериментальными данными и параметризованным в нашей схеме суммарным сечением неупругого рассеяния (6) (8) дает значения сечений реакции $(n, 2n)$, качественно согласующиеся с данными активационных экспериментов [12].

Приведенная схема приближенной параметризации вклада немаксвелловской части спектра неупруго рассеянных нейтронов дает качественную и (в рамках экспериментальных ошибок) количественную физическую интерпретацию наиболее очевидных в настоящее время особенностей в угловых распределениях и энергетической зависимости нейтронных спектров, усредненных по широкому энергетическому интервалу. Использование предположения об одночастичной структуре уровней ядра-мишени позволило получить простое выражение для соответствующего сечения прямого процесса, содержащее лишь два в некоторой степени свободных параметра $|\alpha \bar{\gamma}|^2 / \Delta$ и R . Найденные для рассмотренных примеров значения по порядку величины согласуются с оценками радиуса ядер и экспериментальных амплитуд A для свободных нуклонов, если для γ_i^2 воспользо-

зоваться простейшими оценками в модели независимых частиц [13]. Очевидно, что наше рассмотрение является весьма приближенным к реальной картине прямого неупругого рассеяния, оправданным лишь в приложении к анализу рассматриваемого класса экспериментов с широким разрешением и довольно заметными экспериментальными ошибками в жесткой части спектров. Использование в этих задачах более точных схем расчета прямых переходов между отдельными уровнями (метода искаженных волн, связанных каналов [7]) связано с введением новых параметров, существенным усложнением параметризации и необходимостью привлечения имеющихся экспериментальных данных о уровнях и интенсивностях прямых переходов, полученных в экспериментах с заряженными частицами. Такие расчеты весьма сложны и для рассматриваемого класса весьма грубы с точки зрения теоретического анализа экспериментов вряд ли оправданны. Однако для теоретического обоснования нашей качественной параметризации вклада прямого процесса и выяснения трудно понятного, но, по-видимому, не случайного факта качественного согласия расчетов на основе схемы Батлера с экспериментом более точные подходы (вернее, более оправданные с точки зрения современной теории прямых ядерных реакций [7]) для простейших схем уровней были бы очень полезны.

В заключение авторы выражают признательность В.С.Ставинскому и О.А.Сальникову за постоянный интерес к работе и ценные замечания.

Вычисление радиального матричного элемента (4)

Представим интеграл в определении радиального матричного элемента (4) в виде

$$I_L = \int_R^\infty dr j_L(qr) e^{-\kappa r} = e^{-\kappa R} \int_0^\infty j_L(qR+qy) e^{-\kappa y} dy \quad (\text{III})$$

и воспользуемся теоремой сложения для сферических функций Бесселя:

$$j_L(u+v) = \sum_{\ell=0}^L \sum_{\ell'=|L-\ell|}^{\ell+\ell'} i^{\ell+\ell'-L} \frac{(2\ell+1)(2\ell'+1)}{2L+1} (\ell\ell'00|L0)^2 j_\ell(u) j_{\ell'}(v), \quad (\text{II2})$$

которая доказывается просто с использованием соотношений [9] -

$$e^{iu \cos \theta} = \sum_{\ell=0}^{\infty} i^\ell (2\ell+1) j_\ell(u) P_\ell(\cos \theta) \quad (\text{II3})$$

и

$$P_\ell(\cos \theta) P_{\ell'}(\cos \theta) = \sum_{L=|\ell-\ell'|}^{\ell+\ell'} (\ell\ell'00|L0)^2 P_L(\cos \theta). \quad (\text{II4})$$

Подставляя (II2) в интеграл (III), получим

$$I_L = e^{-\kappa R} \frac{1}{q} \sum_{\ell=0}^L \sum_{\ell'=|L-\ell|}^{\ell+\ell'} i^{\ell+\ell'-L} \frac{(2\ell+1)(2\ell'+1)}{2L+1} (\ell\ell'00|L0)^2 \bar{Q}_\ell\left(\frac{\kappa}{q}\right), \quad (\text{II5})$$

где величины

$$\bar{Q}_\ell\left(\frac{\kappa}{q}\right) = q \int_0^\infty j_\ell(qy) e^{-\kappa y} dy \quad (\text{II6})$$

определяются через функции Лежандра второго рода от мнимого аргумента:

$$\bar{Q}_0(z) = \arctg(1/z); \quad \bar{Q}_1(z) = 1 - z \arctg(1/z);$$

$$(\ell+1)\bar{Q}_{\ell+1}(z) = (2\ell+1)z\bar{Q}_\ell(z) + \ell\bar{Q}_{\ell-1}(z). \quad (\text{II7})$$

Как показывает расчет (рис. 2), эти функции быстро убывают с ростом ℓ для $Z \gg 0.4$. Таким образом, если ограничиться в сумме по ℓ (II5) лишь членом с $\ell = 0$, то получим приближенный результат:

$$I_L \approx e^{-\kappa R} \frac{1}{q} \bar{Q}_0\left(\frac{\kappa}{q}\right) j_L(qR). \quad (\text{II8})$$

Параметры, использованные в расчете спектров и угловых распределений неупруго рассеянных нейтронов

Ядро	$\frac{ \alpha \beta ^2}{\Delta}$, $\frac{\text{мб}}{\text{стер.Мэв}}$	R ферми	α , $\frac{\text{мб}}{\text{стер.Мэв}}$	T, Мэв
^{93}Nb	0,93	6,1	54,2	1,3
^{59}Co	2,61	4,8	30,2	1,4
^{56}Fe	5,49	6,4	36,2	1,3

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Barber et al. Angular distributions in neutron-induced reactions. V. 2. BNL-400, USAEC, 1970.
2. О.А.Сальников и др. "Ядерная физика", 12, 1132, 1970.
3. Дж.Блатт, В.Вайскопф. Теоретическая ядерная физика. М., ИЛ, 1954.
4. I.I. Griffin. Phys. Rev. Lett., 26, 807, 1966.
5. В.С.Ставинский. "Ядерная физика", 11, 601, 1970.
6. Г.Я.Тертычный, Ю.Н.Шубин. "Ядерная физика", 17, 287, 1973.
7. N.Austern. Direct Nuclear Reaction Theories. Willey Interscience, N.Y., 1970.
8. S.T.Butler. Phys. Rev., 106, 272, 1957.
9. А.С.Давыдов. Теория атомного ядра. Физматгиз, М., 1958, с. 450.
10. И.С.Шапиро. Теория прямых ядерных реакций. Госатомиздат, М., 1963.
11. В.С.Ставинский. В сб.: "Элементарные частицы и атомные ядра". Т.3, ОИЯИ, Дубна, 1972, с. 832.
12. О.А.Сальников и др. "Ядерная физика", 17, 1001, 1973.
13. О.Бор., Б.Моттelson. Структура атомного ядра. Изд-во "Мир", М., 1971, с. 371.

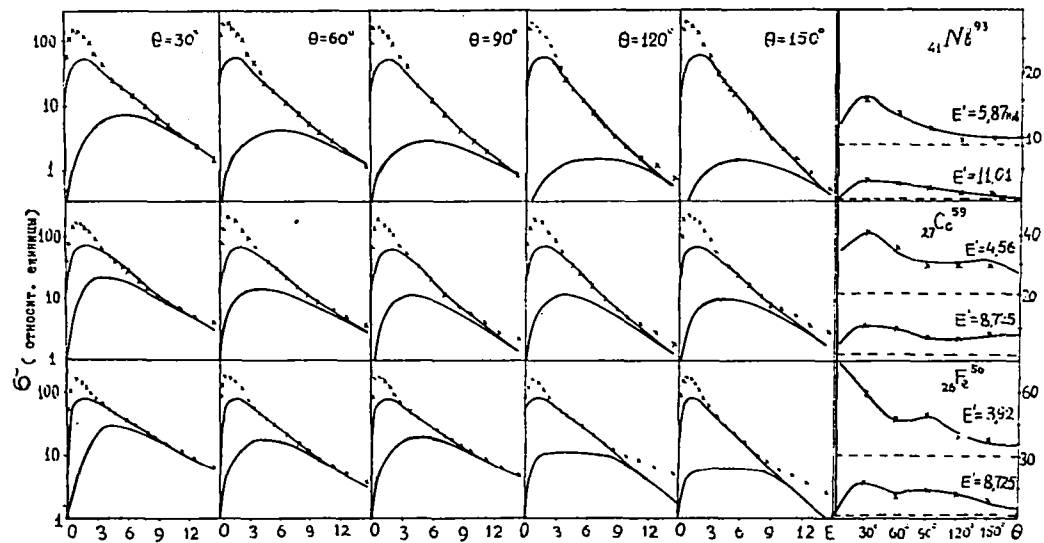


Рис.1. Результаты расчета спектров упруго рассеянных нейтронов - прямой процесс и сумма с максвелловской частью - и сравнение с экспериментальными данными для Nb , Co и Fe при энергии падающих нейтронов $E=14,36$ Мэв.
Справа - угловые распределения при характерных энергиях E' , пунктиром отмечен вклад максвелловской части

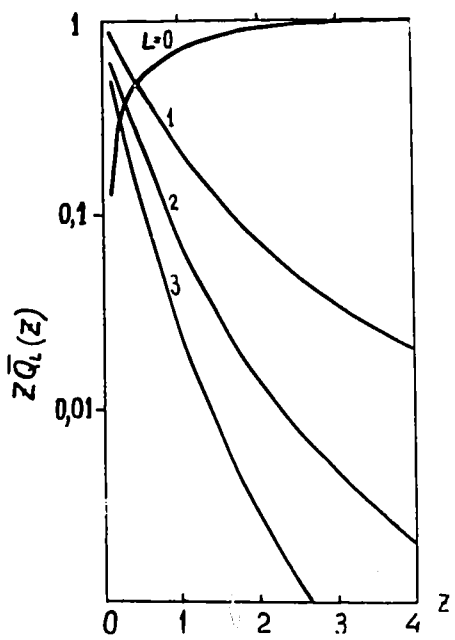


Рис. 2. Функции $z\bar{Q}_l(z)$ для разных L

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОГЛОЩЕННОЙ ДОЗЫ, ОБУСЛОВЛЕННОЙ РАССЕЯНИЕМ
НЕЙТРОНОВ В МАТЕРИАЛАХ, ОБЛУЧАЕМЫХ В ЯДЕРНЫХ
РЕАКТОРАХ

Ю.Л.Цоглин, С.С.Огородник, В.Л.Попов

Экспериментальное определение энергии, переданной нейтронами веществу, является важной составной частью большинства материаловедческих, радиобиологических, радиационно-химических и др. исследований, проводимых на ядерных реакторах. Несмотря на то что величина этой энергии может составлять доли процента от суммарной поглощенной дозы, именно энергия, передаваемая нейтронами, во многих случаях определяет величину радиационного эффекта, например скорость образования радиационных нарушений в материалах.

Применяемые калориметрические [1-4], теплофизические [5], ионизационные (6) методы позволяют выделить поглощенную энергию от рассеяния нейтронов с достаточной точностью лишь в легких материалах (например, в водороде), когда вклад гамма-излучения в суммарную поглощенную дозу мал (3-10%). В материалах с $Z \geq 5$ определение поглощенной энергии, обусловленной рассеянием нейтронов, производится по величине, измеренной в водороде (иногда в бериллии), если известен спектр нейтронов в месте облучения (например, [1,2,7]):

$$W_i = K_{in} \cdot W_H, \quad (1)$$

где $W_i = \Phi_0 \cdot \mathcal{J}_i$ - мощность дозы от рассеяния нейтронов в i -ом материале; $W_H = \Phi_0 \cdot \mathcal{J}_H$ - то же для водорода; Φ_0 - плотность потока нейтронов;

$$K_{in} = \mathcal{J}_i / \mathcal{J}_H = n_{sgi} \frac{2 A_i}{(A_i + 1)^2} \int_{E_{min}}^{E_{max}} \sigma_i^e(E) f(E) \cdot \mathcal{Y}(E) dE / \frac{n_{sgH}}{2} \int_{E_{min}}^{E_{max}} \sigma_H^e(E) E \cdot \mathcal{Y}(E) dE -$$

отношение интеграла передачи энергии i -му материалу к интегралу передачи энергии водороду; n_{sgi}, n_{sgH} - числа ядер в 1 г соответственно i -го материала и водорода; A_i - атомный вес i -го материала; $\sigma_i^e(E), \sigma_H^e(E)$ - сечения упругого рассеяния нейтронов с энергией E соответственно для i -го материала и водорода; $f(E)$ - коэффициент, учитывающий анизотропию рассеяния нейтронов; $\mathcal{Y}(E)$ - спектр нейтронов, нормированный в интервале (E_{min}, E_{max}).

Определение спектра нейтронов в месте облучения трудоемко и не всегда возможно по условиям эксперимента. Если даже спектр нейтронов известен, всегда остается вопрос, как влияет погрешность определения спектра нейтронов либо его пространственные и временные изменения на величину отношения интегралов передачи энергии.

Для материалов с $Z \approx 8$ и нескольких [3-6] нейтронных спектров было замечено [13,3], что это отношение изменяется мало ($\sim 10\%$). При этом предполагается, что вкладом неупругого рассеяния в поглощенную дозу от быстрых нейтронов можно пренебречь. Это допущение, применяемое для легких материалов [3,6], в случае тяжелых материалов приводит к значительным погрешностям. Как показывают расчеты, результаты которые приведены ниже (таблица 2), например, в железе на долю неупругого рассеяния может приходиться в зависимости от формы нейтронного спектра от 20% до 50% энергии, переданной нейтронами.

Целью настоящей работы является нахождение способа определения поглощенной дозы от быстрых нейтронов в тяжелых материалах, который бы не требовал знания формы спектра нейтронов в месте облучения.

Расчетным путем исследовалась зависимость интеграла передачи энергии от формы нейтронного спектра для группы материалов от $Z = 4$ до $Z = 83$ с учетом упругого и неупругого (согласно [14]) рассеяния нейтронов

$$J_i = n_{eqi} \frac{2A_i}{(A_i+1)^2} \int_{E_{min}}^{E_{max}} \mathcal{Y}(E) \left\{ \sigma_{i-1}^e(E)(1-\overline{\cos\theta}) + \sigma_{i-1}^{in}(E) \left[E - \frac{\Delta E_{i-1}}{2A_i/A_{i-1}+1} \right] \right\} dE, \quad (2)$$

где $\overline{\cos\theta}$ - средний косинус угла рассеяния нейтронов; $\sigma_{i-1}^{in}(E)$ - суммарное сечение неупругого рассеяния нейтронов для i -го материала; ΔE_{i-1} - ширина i -го возбужденного уровня, т.е. использовалось допущение, что неупругое рассеяние нейтронов происходит полностью через i -й возбужденный уровень.

Чтобы иметь возможность по экспериментальным данным определять W_i без знания формы спектра нейтронов, величину W_i следует выразить через показания детекторов нейтронов. Для этого подынтегральное выражение в формуле (2) представлялось в виде разложения по энергетическим зависимостям сечений используемых детекторов нейтронов

$$J_i = n_{eqi} \frac{2A_i}{(A_i+1)^2} \int_{E_{min}}^{E_{max}} \mathcal{Y}(E) \cdot \sum_{m=1}^e B_m(E) \sigma_m(E) dE, \quad (3)$$

где $\sigma_m(E)$ - сечение взаимодействия с нейтронами m -го детектора; $B_m(E)$ - весовая функция, которую следует выбирать из условия, что $\int_{E_{min}}^{E_{max}} \mathcal{Y}(E) B_m(E) \sigma_m(E) dE$ можно определить по показанию m -го детектора; e - число используемых детекторов. Из практических соображений желательно, чтобы оно было минимальным.

Выбор детекторов определяется тем, чтобы энергетические зависимости се-

чений используемых реакций отражали качественные особенности заменяемого подынтегрального выражения. В нашем случае к ним следует отнести снижение сечения упругого рассеяния с ростом энергии, которое усиливается анизотропией упругого рассеяния, и наличие порога неупругого рассеяния.

Исследовалась пригодность применения для указанной выше цели комбинаций детекторов, измеряющих скорость энерговыделения в водороде, скорость реакции деления в ${}^235\text{U}$ и скорость активации серы.

Весовые функции выбирались в виде $B_1(E) = b_1 E$ для водорода, $B_2(E) = b_2$ - для ${}^235\text{U}$ и $B_3(E) = b_3$ - для серы. Рассматривались три варианта разложения (3):

$$W_L = C_0 W_H ; \quad (3 \text{ а})$$

$$W_L = (C_1 + C_2 \frac{W_S}{W_H}) W_H ; \quad (3 \text{ в})$$

$$W_L = (C_1' + C_2' \frac{W_{act}^S}{W_H}) W_H , \quad (3 \text{ с})$$

где $W_f^{u^b} = \Phi_0 \int_f^{u^b} = \Phi_0 \int_{E_{min}}^{E_{max}} Y(E) \sigma_f^{u^b}(E) dE$; $W_{act}^b = \Phi_0 \int_{act}^b = \Phi_0 \int_{E_{min}}^{E_{max}} Y(E) \sigma_{act}^b(E) dE$;

$\sigma_f^{u^b}(E)$ - сечение деления ${}^235\text{U}$; $\sigma_{act}^s(E)$ - сечение активации серы.

Показания второго детектора удобно ввести в (3 в) и (3 с) в виде соотношений

$$P_{uH} = \frac{W_f^{u^b}}{W_H} = \frac{\int_f^{u^b}}{\int_H} ; \quad (4 \text{ в})$$

$$P_{SH} = \frac{W_{act}^S}{W_H} = \frac{\int_{act}^S}{\int_H} , \quad (4 \text{ с})$$

чтобы получить величину, зависящую только от формы спектра нейтронов и не зависящую от плотности потока нейтронов. Эта величина может использоваться в качестве спектрального параметра в тех случаях, когда необходимо учитывать раздельно интенсивность и форму спектра нейтронов.

Расчеты проводились многогрупповым методом с использованием 26-групповой системы констант [8] на БЭСМ-4. Параметры аппроксимирующих функций (3 а), (3 в) и (3 с) определялись методом наименьших квадратов. Значения взяты из работы [15].

Интегралы передачи энергии рассчитывались для спектров нейтронов, характерных для различных типов ядерных реакторов (таблица 1). Верхний предел в интеграле передачи энергии совпадает с верхней границей спектров нейтронов (10,5 Мэв), а нижний предел (0,215 кэв) выбирался из условия, что вклад в интеграл передачи энергии от всех неучитываемых групп нейтронов во всех

спектрах не превышает 0,1%. В таблице I приведены также значения средней энергии нейтронов, интеграла передачи энергии водороду в спектральных параметрах $P_{\Sigma H}$ и P_{SH} для рассмотренных спектров нейтронов. В таблице 2 даны значения параметров аппроксимирующих функций (3 а), (3 в) и (3 с) для группы распространенных материалов.

Как показали проведенные расчеты, величина мощности поглощенной дозы, обусловленной рассеянием нейтронов, в данном материале может быть определена в первом приближении по измеренной величине W_H без знания спектра нейтронов в месте облучения по соотношению (3 а) со среднеквадратичной погрешностью 3-13%. Значения C_0 для рассмотренных материалов могут быть взяты из таблицы 2, а для других материалов величину C_0 можно оценить, используя любой известный спектр нейтронов, например спектр деления. Использование двух детекторов нейтронов (водорода и урана-238 или водорода и серы) позволяет определить величину мощности поглощенной дозы, обусловленной рассеянием нейтронов, в рассмотренных материалах соответственно по соотношению (3 в) или (3 с) со среднеквадратичной погрешностью, не превышающей 3,3%, независимо от формы спектра нейтронов в месте облучения.

Достоверность полученных результатов, очевидно, зависит от количества используемых в расчетах нейтронных спектров, а практическая ценность определяется реальностью этих спектров. В связи с этим авторы выражают признательность Е.А.Краммер-Агееву, предоставившему для этих расчетов измеренные с помощью набора пороговых детекторов спектры нейтронов в вертикальных (ВЭК) и горизонтальном (ГЭК) экспериментальных каналах реактора ИРТ и в горизонтальном канале Б-3 реактора на быстрых нейтронах БР-5.

Спектры нейтронов за слоем воды (СВ) реактора ВВР-М и в горизонтальных каналах реактора ВВР-М получены нами расчетным путем.

Выбор нижнего предела в интеграле передачи энергии определяется допустимой погрешностью и относительным вкладом учитываемых групп нейтронов в интеграл передачи энергии, величины которых для нескольких материалов приведены в таблице 3 для самого мягкого из использованных спектров нейтронов (БР-1), нормированного в интервале 0,215 эв - 10,5 Мэв.

ЛИТЕРАТУРА

1. Д.М.Ричардсон и др. Материалы международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева. М., ГИЖМЛ, 14, 251(1955).
2. А.Андерсон, Дж.Лайнкр. Сб. материалов симпозиума по отдельным вопросам дозиметрии (Вена, 1960). М., Госатомиздат, 192 (1962).
3. E.Prokash, H.Bildstein, Atomkernenergie, 9, N.11/12, 431 (1964).
4. Ю.И.Алексеев и др. "Атомная энергия", т. 26, вып. 4 (1969).
5. Б.А.Брисман и др. "Атомная энергия", т. 27, вып. I (1969).
6. Б.М.Исаев, В.И.Брегадзе. Нейтроны в радиобиологическом эксперименте. М., "Наука", 1967.
7. В.М.Коляда, В.С.Карасев. "Атомная энергия", т. 26, вып. I (1969).
8. Л.П.Абагян и др. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1964.
9. Г.М.Обатуров, Г.В.Шшишкин. "Атомная энергия", т. 27, вып. 3 (1969).
10. В.И.Карпужин, О.К.Чугунов. Препринт ИАЭ-1649, (1968).
11. В.И.Клименков, В.В.Кирсанов. Сб.: "Дозиметрия интенсивных потоков ионизирующих излучений". 76. Изд. "ФАН" АН УзССР, Ташкент, 1969.
12. Г.А.Копчинский и др. Вестник АН БССР, серия физико-энергетических наук, вып. I, Минск, 1971.
13. Ю.И.Брегадзе и др. "Атомная энергия", т. 9, вып. 2 (1960).
14. H.R.Msk. Nyder, S.I.Kenward, UKAEA AERE-R-2886 (1959).
15. И.В.Гордеев и др. Ядерно-физические константы. Госатомиздат, 1963.

Таблица 1

№	$E_j^{min} - E_j^{max}$	\bar{E}_j	Спектры нейтронов					
			БР-1 {9}	ВВР, СВ	МР {10}	ВВР {11}	БР-5, БР-3	УТР {11}
1	6,5 - 10,5 МэВ	8,5 МэВ	0,0019	0,003	0,00807	0,0036	0,00915	0,0038
2	4,0 - 6,5	5,25	0,0094	0,040	0,03523	0,0288	0,03231	0,0611
3	2,5 - 4,0	3,25	0,0110	0,060	0,08080	0,0647	0,06569	0,1024
4	1,4 - 2,5	1,95	0,0772	0,110	0,11620	0,1231	0,14270	0,1443
5	0,8 - 1,4	1,10	0,0800	0,105	0,09430	0,1312	0,19116	0,1251
6	0,4 - 0,8	0,6	0,0764	0,100	0,08960	0,1833	0,22617	0,1128
7	0,2 - 0,4	0,3	0,1140	0,100	0,06920	0,1619	0,11530	0,0219
8	0,1 - 0,2	0,15	0,0980	0,080	0,05380	0,1070	0,06946	0,0574
9	46,5 - 100 кэВ	73,25 кэВ	0,0920	0,077	0,05510	0,0656	0,03392	0,0490
10	21,5 - 46,5	34	0,0800	0,070	0,05570	0,0207	0,01724	0,0443
11	10 - 21,5	15,75	0,0753	0,060	0,05650	0,0198	0,01185	0,0377
12	4,65 - 10	7,325	0,0715	0,050	0,05650	0,0192	0,01185	0,0368
13	2,15 - 4,65	3,4	0,0680	0,045	0,05710	0,0180	0,01131	0,0349
14	1 - 2,15	1,575	0,0640	0,040	0,057110	0,0180	0,01078	0,0368
15	0,465 - 1	0,7325	0,0500	0,035	0,05770	0,0180	0,01078	0,0368
16	0,215 - 0,465	0,34	0,0312	0,025	0,05710	0,0171	0,01024	0,0359
$\bar{E} = \sum_{j=1}^{16} \psi_j \bar{E}_j$, МэВ			0,446	0,872	0,937	0,957	1,143	1,212
J_n , МэВ/Г/Н/см ²			0,5591	0,8332	0,8227	1,000	1,143	1,041
$10^4 \cdot P_{\text{пл}} = J_n^{14} / J_n$, 1/МэВ			2,680	3,802	4,388	3,287	3,325	1,433
$10^4 \cdot P_{\text{н}} = J_{\text{act}} / J_n$, 1/МэВ			2,477	5,728	6,762	4,390	4,528	7,126

Продолжение таблицы I

Спектры нейтронов								
ИРТ, ВЭК-10	ВВР-М [12]	ИРТ, ВЭК-12	^{235}U дел [8]	ВВР-М, ГЭК-1	ИРТ ГЭК-2	ВВР-М, ГЭК-2	ВВР-М, ГЭК-3	№
0,02111	0,0098	0,02443	0,018	0,020	0,06023	0,030	0,035	1
0,06288	0,0505	0,09281	0,095	0,100	0,12330	0,200	0,240	2
0,09118	0,1095	0,12323	0,188	0,210	0,13083	0,270	0,410	3
0,11903	0,1500	0,15210	0,269	0,300	0,23295	0,220	0,200	4
0,09523	0,1870	0,11049	0,198	0,250	0,22589	0,140	0,080	5
0,08265	0,1065	0,10399	0,137	0,110	0,13413	0,063	0,015	6
0,05996	0,0745	0,07383	0,059	0,010	0,04095	0,027	0,005	7
0,05255	0,0546	0,05329	0,023	0,000	0,01883	0,016	0,003	8
0,05300	0,0421	0,04575	0,009	-	0,01177	0,008	0,003	9
0,05187	0,0352	0,03847	0,003	-	0,00683	0,005	0,002	10
0,05187	0,0323	0,03378	0,001	-	0,00438	0,004	0,002	11
0,05187	0,0309	0,03170	-	-	0,00306	0,0037	0,001	12
0,05187	0,0295	0,03065	-	-	0,00226	0,0035	0,001	13
0,05187	0,0295	0,02910	-	-	0,00182	0,0035	0,001	14
0,05187	0,0295	0,02858	-	-	0,00148	0,0033	0,001	15
0,05119	0,0282	0,02780	-	-	0,00129	0,0030	0,001	16
1,225	1,302	1,612	2,109	2,307	2,384	2,815	3,379	\bar{E}
0,9459	1,123	1,205	1,637	1,750	1,676	1,855	2,084	\mathcal{J}_H
4,796	4,298	4,985	5,216	5,404	5,189	5,838	6,357	$P_{\text{дн}}$
9,033	6,735	9,625	8,310	8,483	10,13	12,22	14,05	$P_{\text{зн}}$

Таблица 2

Материал	Вид и параметры аппроксимирующей функции									Доля неучтенного рассеяния в материале для спектров
	$W_i/W_H = C_0$			$W_i/W_H = C_1 + C_2 P_{iH}$			$W_i/W_H = C'_1 + C'_2 P_{iH}$			
	$C_0 \cdot 10^4$	$\delta(\frac{W_i}{W_H})\%$	$C_1 \cdot 10^4$	C_2	$\delta(\frac{W_i}{W_H})\%$	$C'_1 \cdot 10^4$	C'_2	$\delta(\frac{W_i}{W_H})\%$	БР-1	
Be	269,0	6,4	191,0	17,1	1,8	226,0	5,66	1,9	3,8	20,0
BII	152,0	5,57	113,7	8,518	1,34	131,4	2,73	1,88	1,33	6,75
C	151,0	8,8	90,2	13,5	1,8	117,5	4,46	2,04	0,64	2,45
N	95,0	6,6	65,9	6,4	0,90	78,70	2,12	0,95	1,2	5,6
O	92,4	3,3	89,3	0,685	3,2	91,4	0,12	3,25	0,14	0,65
Mg	41,6	3,5	35,7	1,29	1,7	38,0	0,470	1,00	9,4	41,7
Al	34,4	7,3	22,8	2,55	1,3	28,0	0,837	1,49	12,5	37,6
Si	30,6	5,6	22,9	1,69	1,6	26,5	0,542	2,08	6,5	33,8
Ti	13,1	11,3	6,32	1,485	2,5	9,25	0,496	2,13	14,1	44,3
V	13,8	10,6	7,12	1,47	2,2	9,99	0,493	1,49	19,8	45,0
Cr	8,47	5,7	6,26	0,485	1,2	7,32	0,148	2,42	8,5	11,0
Fe	10,1	13,0	3,98	1,346	1,9	6,65	0,448	1,53	20,0	50,0
Ni	9,0	7,9	5,74	0,717	1,7	7,13	0,243	0,62	11,8	45,6
Cu	8,68	10,6	4,48	0,923	2,3	6,28	0,311	1,2	19,3	57,8
Zr	5,56	6,9	3,82	0,384	1,9	4,572	0,12	1,56	11,8	43,5
Nb	5,39	6,7	3,76	0,358	1,9	4,46	0,120	1,56	23,7	61,5
Mo	5,16	8,2	3,23	0,424	1,8	4,07	0,142	1,45	26,3	63,5
Ta	1,8	11,3	0,856	0,207	1,7	1,27	0,068	1,95	43,8	72,0
W	1,7	11,0	0,827	0,192	1,7	1,21	0,054	1,62	42,7	70,8
Pb	1,34	11,8	0,604	0,163	1,7	0,929	0,0539	1,60	12,9	39,4
Bi	1,32	12,4	0,564	0,166	1,9	0,893	0,0554	1,32	11,7	38,0

Таблица 3

№	$E_j^{min} - E_j^{max}$	\bar{E}_j	Спектр нейтронов БР-I	Вклад (%) групп нейтронов в интеграл передачи энергии в каналах (I-i)		
				H	СГ	Вс
1	6,5-10,5 МэВ	8,5 МэВ	0,00149	1,036	2,440	2,252
2	4,0-6,5	5,25	0,00739	5,387	11,165	10,349
3	2,5-4,0	3,25	0,00865	9,590	19,133	17,556
4	1,4-2,5	1,95	0,06070	33,724	48,802	48,125
5	0,8-1,4	1,10	0,06290	53,005	67,719	64,920
6	0,4-0,8	0,6	0,06007	66,968	78,391	76,407
7	0,2-0,4	0,3	0,08964	81,771	85,949	87,613
8	0,1-0,2	0,15	0,07706	90,412	93,586	93,593
9	46,5-100 кэВ	73,25 кэВ	0,07234	95,454	97,571	96,702
10	21,5-46,5	34	0,06290	97,868	98,306	98,190
11	10-21,5	15,75	0,05921	99,039	98,798	99,112
12	4,65-10	7,325	0,05622	99,579	99,688	99,354
13	2,15-4,65	3,4	0,05347	99,823	99,929	99,550
14	1-2,15	1,575	0,05032	99,930	99,973	99,597
15	0,465-1	0,7325	0,03931	99,970	99,989	99,988
16	0,215-0,465	0,34	0,03711	99,987	99,995	99,995
17	100-215 эВ	157,5 эВ	0,03538	99,995	99,998	99,998
18	46,5-100	73,25	0,03184	99,998	99,999	99,999
19	21,5-46,5	34	0,02437	99,9996	99,9997	99,9997
20	10-21,5	15,75	0,02202	99,9998	99,99987	99,99985
21	4,65-10	7,325	0,01981	99,9999	99,99994	99,99993
22	2,15-4,65	3,4	0,01887	99,99993	99,99997	99,99997
23	1-2,15	1,575	0,01809	99,99997	99,99999	99,99999
24	0,465-1	0,7325	0,01628	99,99999	99,99999	99,99999
25	0,215-0,465	0,34	0,01456	100,000	100,000	100,000

УТОЧНЕНИЕ НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ГОМОГЕННЫХ СМЕСЕЙ
ПЛУТОНИЙ-239 С ВОДОЙ И ВОДНЫХ РАСТВОРОВ НИТРАТА ПЛУТОНИЙ-239

Ю.Ю.Васильев, В.Н.Гурин

К настоящему времени накоплен большой экспериментальный и расчетный материал по критическим параметрам водородосодержащих соединений плутония-239: критические размеры сфер и цилиндров с различным соотношением высоты к диаметра [1], [2], [3]. В этой связи становится актуальной задача получения на основе этих данных материальных параметров и длин экстраполяции, что позволило бы с помощью простого преобразования по лопласиану [1] рассчитывать критразмеры систем простой геометрической формы. До сих пор трудность в получении надежных значений материального параметра и длин экстраполяции состояла в том, что эту задачу решали либо чисто расчетным, либо чисто экспериментальным путем. В данной работе материальные параметры и длины экстраполяции рассчитываются по подогнанной с помощью метода наименьших квадратов системе трехгрупповых макроскопических констант, наилучшим образом описывающей результаты однозонных критических экспериментов для данной реакторной композиции; этот метод основан на идеях работы [4]. При этом представляется возможным оценить погрешности предсказания материального параметра и длин экстраполяции в зависимости от точности критических экспериментов и исходных макроконстант.

В работе анализируются гомогенные смеси Pu^{239} с водой и водные растворы нитрата Pu^{239} в диапазонах значений $\rho_H / \rho_D = 0+2000$ и $20+3000$ соответственно. При уточнении макроскопических констант использованы критические радиусы (см. рис. 1) сфер без отражателя, рассчитанные в S_n -приближений с системой констант, хорошо описывающей результаты критических экспериментов на рассматриваемых системах [2], [3]. Ошибка в значениях $K_{эфф}$, соответствующих данным критрадиусам, полагалась равной 0,1%. Расчет производится в рамках трехгруппового диффузионного приближения.

Алгоритм уточнения макроскопических констант

В предположении существования линейной связи между вариацией некоторого реакторного параметра (в рассматриваемом случае $K_{эфф}$) и вариациями групповых макроскопических констант задача уточнения последних сводится к нахождению поправок к сечениям ($f_x = \Delta \Sigma_x / \Sigma_x$), минимизирующих функционал

$$\sum f_x^2 / \delta^2 \Sigma_x + \left(\frac{1 - K'}{K} \right)^2 / \delta^2 K = \min, \quad (1)$$

где

$$\kappa' = \kappa (1 + \sum_x S_x \Sigma_x). \quad (2)$$

Здесь $\Sigma_x, \delta\Sigma_x$ - исходный набор макроконстант типа X и их среднеквадратичные ошибки соответственно; $\kappa, \delta\kappa$ - значение $K_{эфф}$, полученного по исходному набору макроконстант, и ошибка его предсказания соответственно; S_x - коэффициент чувствительности $K_{эфф}$ по отношению к макроконстанте Σ_x :

$$S_x = \frac{\Sigma_x}{\kappa} \frac{\partial \kappa}{\partial \Sigma_x} \quad (3)$$

Подставляя (2) в (1) и дифференцируя по f_x , получаем систему линейных алгебраических уравнений относительно f_x , теория решения которых [5] позволяет помимо нахождения значений f_x определить среднеквадратичную ошибку макроконстант нового набора Σ'_x :

$$\delta \Sigma'_x = \sqrt{C_{xx}^{-1}}, \quad (4)$$

а также дисперсию любого реакторного параметра Π , выражаемого через набор Σ'_x :

$$\delta \Pi = \sqrt{Z_x C_{xy}^{-1} Z_y}. \quad (5)$$

Здесь C_{xy}^{-1} - матрица, обратная матрице C_{xy} при неизвестных f_x ; Z_x - коэффициент чувствительности параметра Π по отношению к макроконстанте Σ_x .

В данной работе принято следующее трехгрупповое разбиение всего энергетического интервала замедления и диффузии нейтронов:

- 1 - я группа: $10^4 \leq E \leq 10^7$ эв;
- 2 - я группа: $0,39 \leq E < 10^4$ эв;
- 3 - я группа: $0 \leq E < 0,39$ эв.

Такое разбиение позволяет достаточно корректно учесть основные процессы, имеющие место при упругом и неупругом замедлении, резонансном поглощении и термализации нейтронов. В каждой из этих групп уточнялись значения коэффициентов диффузии, сечений поглощения и сечений деления с выходом нейтронов.

Макроскопические константы первой группы получены с использованием ядерных данных работы [6] по спектральной программе [7], учитывающей замедление на изотопах с $A > 1$ в приближении Грелинга-Герцеля.

Макроконстанты второй и третьей группы получены по программам, реализующим алгоритмы, разработанные Марчуком Г.И. [8].

Ошибки в значениях исходных макроконстант приняты (без специального исследования) следующими: $\sqrt{\Sigma f_1}, \sqrt{\Sigma f_2}, \Sigma a_1, \Sigma a_2, D_1$ - 5%;

$$\sqrt{\Sigma f_3}, \Sigma a_3 - 3\%; D_2 - 2\%; D_3 - 15\%.$$

Сечения упругого замедления Σ_{12} и Σ_{23} предполагались известными точно.

Получение уточненных значений материального параметра, длины экстраполяции и коэффициента размножения бесконечной среды

Материальный параметр определялся методом хорд из выражения $K_{эф}$ в трехгрупповом диффузионном приближении:

$$\frac{\sqrt{\Sigma f_1}}{\Sigma_1} + \frac{\Sigma_{12} \sqrt{\Sigma f_2}}{\Sigma_1 \Sigma_2} + \frac{\Sigma_{23} \sqrt{\Sigma f_3} \Sigma_{12}}{\Sigma_1 \Sigma_2 \Sigma_3}, \quad (6)$$

где

$$\Sigma_i = \Sigma_{oi} + B_{\infty}^2 D_i, \quad (i = 1, 2, 3). \quad (7)$$

Отличие $K_{эф}$ от единицы последней итерации было не хуже $0,0^5$. Дисперсия предсказания материального параметра находилась в соответствии с формулой (5).

Длина экстраполяции определялась из уравнения, аналогичного (1). При этом значение геометрического параметра для сферы подгонялось к величине уточненного значения материального параметра, полученного ранее. Среднеквадратичная ошибка уточненного значения длины экстраполяции рассчитывалась по формуле (4).

Коэффициент размножения бесконечной среды определялся по формуле (6) при $B_{\infty}^2 = 0$. Ошибка его предсказания находилась дифференцированием. Полученные значения B_{∞}^2 , d и K_{∞} совместно с ошибками их предсказания приведены на рис. 2-4.

Авторы признательны Б.Г.Дубовскому за постановку задачи и интерес к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б.Г.Дубовский и др. Критические параметры систем с делящимися веществами и ядерная безопасность. Справочник. М., Атомиздат, 1966, стр. 95.
2. Wallis P.K. Computational Survey of Homogeneous Water-Moderated Systems Los Alamos, 1964, LA-3166-MS. UC-46, Criticality Studies, TID-4500 (34th Ed.).
3. Richey C.R. Theoretical Analyses of Homogeneous Plutonium Critical Experiments. Nucl. Sci. and Eng., 1968, vol. 31, No. 1, p. 32.
4. Rowlands I.L., Mc. Dougall I.D. Proceedings of BNES International Conference on the Physics of Fast Reactor Operation and Design. London, 1969, p. 180.
5. Линник Ю.В. Метод наименьших квадратов и основы теории обработки наблюдений. М., Изд-во физ.мат.лит., 1962.

6. Langner I, Schmidt I.I., and D. Tables of Evaluated Neutron Cross Sections for Fast Reactor Materials. KFK-750, Karlsruhe, 1968.

7. Гурип В.Н., Дмитриева В.С., Румянцев Г.Я. Расчет внутригрупповых средисобъемных спектров замедляющихся нейтронов в водородосодержащем реакторе. Препринт ФЭИ № 223, 1970.

8. Марчук Г.И. Методы расчета ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1961.

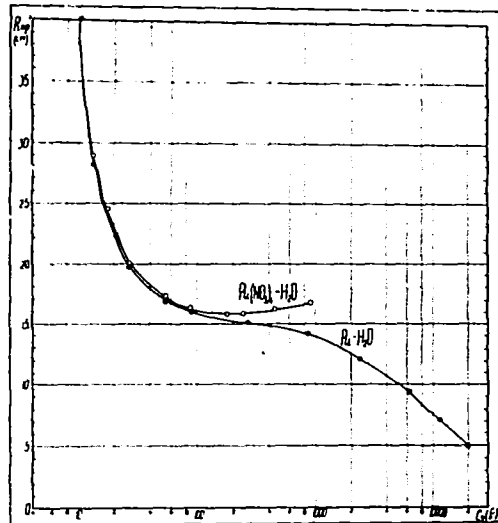


Рис. 1. Критические радиусы сфер без отражателя систем $Pu-239 + H_2O$ и $Pu^{239}(NO_3)_4 + H_2O$.

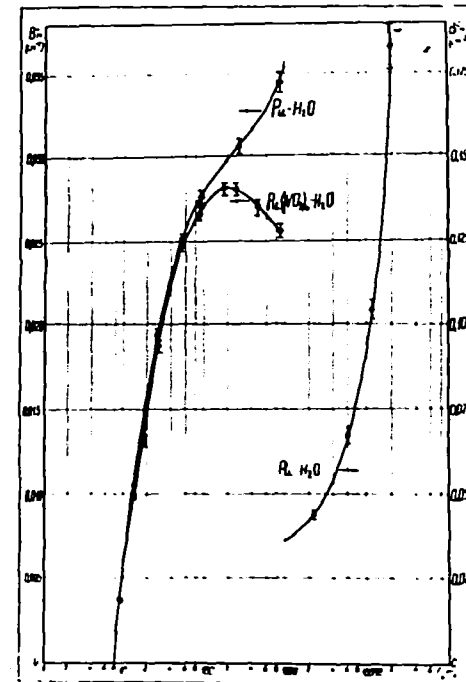


Рис. 2. Материальные параметры систем $Pu-239 + H_2O$ и $Pu^{239}(NO_3)_4 + H_2O$.

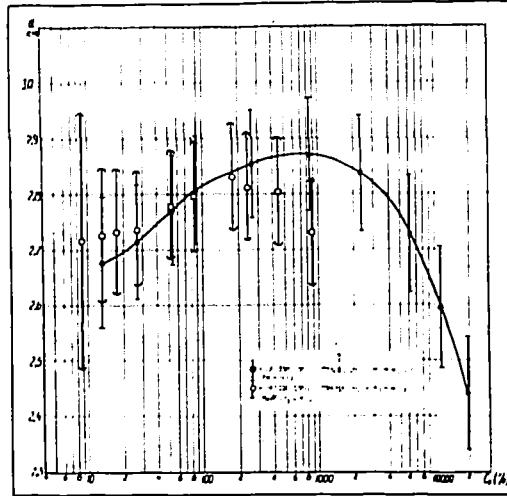


Рис. 3. Длина экстраполяции систем $\text{Pu}-239 + \text{H}_2\text{O}$ и $\text{Pu}^{239}(\text{NO}_3)_4 + \text{H}_2\text{O}$

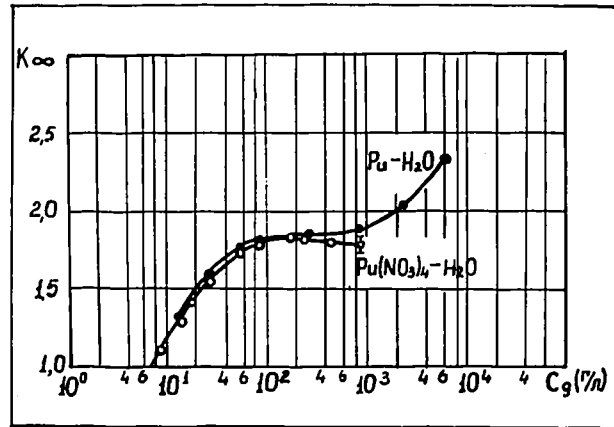


Рис. 4. Коэффициент размножения бесконечной среды систем $\text{Pu}-239 + \text{H}_2\text{O}$ и $\text{Pu}^{239}(\text{NO}_3)_4 + \text{H}_2\text{O}$

БИБЛИОТЕКА НЕЙТРОННЫХ СПЕКТРОВ ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

Р.Д.Васильев, Е.И.Григорьев, Г.Б.Тарновский

В работе даны энергетические спектры быстрых нейтронов наиболее распространенных типов ядерных реакторов. При выключении в библиотеку спектров, характеризующих какой-либо тип реактора, предпочтение отдано спектрам, результаты расчета которых проверены экспериментально. Так как наименьшее различие реакторных спектров быстрых нейтронов наблюдается при энергии нейтронов от десятков килоэлектронвольт до нескольких мегаэлектронвольт, спектры из библиотеки представлены наиболее подробно именно в этом диапазоне.

Дифференциальные спектры $\mathcal{Y}(E)$ [нейтр/(см².с.Мэв)] заданы в табличном виде; они заимствованы из первоисточников [1-5], в которых спектры представлены, как правило, в виде графиков. В тех случаях, когда в первоисточнике спектр ограничен энергией 10 Мэв, авторы настоящей статьи использовали аналитическое продолжение, соответствующее спектру нейтронов деления урана-235 в представлении Ватта:

$$\mathcal{Y}(E) = A e^{-E} Sh \sqrt{2E}, \quad (1)$$

где E - энергия нейтронов в Мэв; A - нормировочный коэффициент. Дифференциальные спектры представлены таблицей.

Е, МэВ	Уран-235	Реактор БР-5 после 2 см №	Реактор БР-5 после 16 см №	Уран-235 после 22см С	Уран-235 после 10 см Fe	Уран-235 после 16 см Fb	Уран-235 после 30 см полиэт.
0,1	0,785	0,714.10 ²	0,107.10 ²	0,104.10 ²	0,501.10 ²	0,526.10 ²	0,258.10 ¹
0,2	0,104.10 ¹	0,367.10 ²	0,769.10 ¹	0,918.10 ¹	0,437.10 ²	0,406.10 ²	0,240.10 ¹
0,3	0,119.10 ¹	0,300.10 ²	0,623.10 ¹	0,772.10 ¹	0,380.10 ²	0,313.10 ²	0,223.10 ¹
0,4	0,128.10 ¹	0,300.10 ²	0,623.10 ¹	0,714.10 ¹	0,331.10 ²	0,242.10 ²	0,207.10 ¹
0,5	0,134.10 ¹	0,331.10 ²	0,675.10 ¹	0,630.10 ¹	0,288.10 ²	0,187.10 ²	0,192.10 ¹
0,6	0,137.10 ¹	0,331.10 ²	0,675.10 ¹	0,555.10 ¹	0,252.10 ²	0,144.10 ²	0,171.10 ¹
0,7	0,138.10 ¹	0,286.10 ²	0,623.10 ¹	0,490.10 ¹	0,219.10 ²	0,111.10 ²	0,152.10 ¹
0,8	0,138.10 ¹	0,204.10 ²	0,538.10 ¹	0,432.10 ¹	0,191.10 ²	0,856.10 ¹	0,135.10 ¹
0,9	0,136.10 ¹	0,155.10 ²	0,474.10 ¹	0,381.10 ¹	0,166.10 ²	0,661.10 ¹	0,120.10 ¹
1,0	0,134.10 ¹	0,118.10 ²	0,409.10 ¹	0,337.10 ¹	0,144.10 ²	0,510.10 ¹	0,106.10 ¹
1,1	0,131.10 ¹	0,100.10 ²	0,376.10 ¹	0,295.10 ¹	0,119.10 ²	0,444.10 ¹	0,101.10 ¹
1,2	0,127.10 ¹	0,865.10 ¹	0,336.10 ¹	0,232.10 ¹	0,982.10 ¹	0,385.10 ¹	0,963
1,3	0,123.10 ¹	0,743.10 ¹	0,303.10 ¹	0,221.10 ¹	0,799.10 ¹	0,336.10 ¹	0,919
1,4	0,119.10 ¹	0,633.10 ¹	0,273.10 ¹	0,192.10 ¹	0,670.10 ¹	0,282.10 ¹	0,874
1,5	0,115.10 ¹	0,543.10 ¹	0,250.10 ¹	0,163.10 ¹	0,552.10 ¹	0,259.10 ¹	0,833
1,6	0,110.10 ¹	0,449.10 ¹	0,229.10 ¹	0,150.10 ¹	0,485.10 ¹	0,224.10 ¹	0,798
1,7	0,106.10 ¹	0,367.10 ¹	0,210.10 ¹	0,128.10 ¹	0,426.10 ¹	0,197.10 ¹	0,765
1,8	0,101.10 ¹	0,326.10 ¹	0,193.10 ¹	0,117.10 ¹	0,373.10 ¹	0,174.10 ¹	0,733
1,9	0,966	0,273.10 ¹	0,179.10 ¹	0,105.10 ¹	0,328.10 ¹	0,154.10 ¹	0,703
2,0	0,922	0,245.10 ¹	0,164.10 ¹	0,929	0,288.10 ¹	0,136.10 ¹	0,673
2,1	0,878	0,220.10 ¹	0,148.10 ¹	0,845	0,241.10 ¹	0,123.10 ¹	0,638
2,2	0,835	0,193.10 ¹	0,133.10 ¹	0,767	0,201.10 ¹	0,111.10 ¹	0,603
2,3	0,793	0,171.10 ¹	0,120.10 ¹	0,697	0,169.10 ¹	0,101.10 ¹	0,573
2,4	0,752	0,151.10 ¹	0,111.10 ¹	0,598	0,141.10 ¹	0,912.	0,544
2,5	0,713	0,135.10 ¹	0,982	0,575	0,118.10 ¹	0,827	0,514
2,6	0,675	0,118.10 ¹	0,880	0,531	0,103.10 ¹	0,763	0,493
2,7	0,638	0,103.10 ¹	0,794	0,490	0,904	0,707	0,473
2,8	0,603	0,917	0,713	0,451	0,787	0,655	0,455
2,9	0,570	0,815	0,628	0,416	0,692	0,481	0,434
3,0	0,537	0,713	0,560	0,383	0,606	0,560	0,416
3,1	0,507	0,623	0,509	0,361	0,553	0,518	0,396
3,2	0,477	0,558	0,467	0,338	0,515	0,481	0,375
3,3	0,449	0,489	0,428	0,316	0,474	0,444	0,357
3,4	0,423	0,436	0,390	0,297	0,441	0,412	0,337
3,5	0,398	0,387	0,356	0,278	0,399	0,381	0,322

Продолжение таблицы

1	2	3	4	5	6	7	8
3,6	0,374	0,347	0,322	0,261	0,385	0,361	0,310
3,7	0,351	0,306	0,295	0,245	0,337	0,342	0,298
3,8	0,329	0,269	0,271	0,230	0,310	0,323	0,289
3,9	0,309	0,236	0,250	0,216	0,283	0,305	0,219
4,0	0,290	0,208	0,229	0,203	0,259	0,288	0,269
4,1	0,272	0,192	0,219	0,208	0,239	0,269	0,258
4,2	0,255	0,181	0,207	0,211	0,221	0,251	0,248
4,3	0,238	0,167	0,198	0,215	0,205	0,234	0,237
4,4	0,223	0,160	0,193	0,220	0,187	0,220	0,227
4,5	0,209	0,151	0,187	0,225	0,172	0,203	0,218
4,6	0,193	0,144	0,181	0,224	0,166	0,190	0,208
4,7	0,183	0,138	0,174	0,225	0,160	0,177	0,198
4,8	0,171	0,132	0,170	0,225	0,155	0,166	0,190
4,9	0,160	0,128	0,165	0,225	0,149	0,155	0,181
5,0	0,149	0,122	0,161	0,225	0,144	0,145	0,173
5,1	0,139	0,116	0,155	0,217	0,133	0,136	0,166
5,2	0,130	0,110	0,148	0,210	0,122	0,128	0,159
5,3	0,121	0,102	0,140	0,201	0,112	0,119	0,152
5,4	0,113	0,945 · 10 ⁻¹	0,131	0,196	0,103	0,113	0,145
5,5	0,106	0,880 · 10 ⁻¹	0,119	0,189	0,950 · 10 ⁻¹	0,106	0,139
5,6	0,985 · 10 ⁻¹	0,823 · 10 ⁻¹	0,112	0,179	0,864 · 10 ⁻¹	0,995 · 10 ⁻¹	0,132
5,7	0,918 · 10 ⁻¹	0,779 · 10 ⁻¹	0,104	0,169	0,793 · 10 ⁻¹	0,941 · 10 ⁻¹	0,126
5,8	0,856 · 10 ⁻¹	0,733 · 10 ⁻¹	0,958 · 10 ⁻¹	0,159	0,725 · 10 ⁻¹	0,875 · 10 ⁻¹	0,120
5,9	0,797 · 10 ⁻¹	0,685 · 10 ⁻¹	0,908 · 10 ⁻¹	0,150	0,662 · 10 ⁻¹	0,835 · 10 ⁻¹	0,114
6,0	0,743 · 10 ⁻¹	0,640 · 10 ⁻¹	0,848 · 10 ⁻¹	0,142	0,606 · 10 ⁻¹	0,788 · 10 ⁻¹	0,106
6,1	0,692 · 10 ⁻¹	0,587 · 10 ⁻¹	0,793 · 10 ⁻¹	0,133	0,555 · 10 ⁻¹	0,730 · 10 ⁻¹	0,100
6,2	0,644 · 10 ⁻¹	0,542 · 10 ⁻¹	0,734 · 10 ⁻¹	0,125	0,529 · 10 ⁻¹	0,678 · 10 ⁻¹	0,942 · 10 ⁻¹
6,3	0,599 · 10 ⁻¹	0,509 · 10 ⁻¹	0,687 · 10 ⁻¹	0,118	0,494 · 10 ⁻¹	0,628 · 10 ⁻¹	0,886 · 10 ⁻¹
6,4	0,558 · 10 ⁻¹	0,469 · 10 ⁻¹	0,721 · 10 ⁻¹	0,111	0,458 · 10 ⁻¹	0,582 · 10 ⁻¹	0,836 · 10 ⁻¹
6,5	0,519 · 10 ⁻¹	0,432 · 10 ⁻¹	0,594 · 10 ⁻¹	0,105	0,432 · 10 ⁻¹	0,539 · 10 ⁻¹	0,812 · 10 ⁻¹
6,6	0,483 · 10 ⁻¹	0,395 · 10 ⁻¹	0,534 · 10 ⁻¹	0,964 · 10 ⁻¹	0,401 · 10 ⁻¹	0,502 · 10 ⁻¹	0,783 · 10 ⁻¹
6,7	0,449 · 10 ⁻¹	0,367 · 10 ⁻¹	0,500 · 10 ⁻¹	0,912 · 10 ⁻¹	0,368 · 10 ⁻¹	0,464 · 10 ⁻¹	0,753 · 10 ⁻¹
6,8	0,418 · 10 ⁻¹	0,338 · 10 ⁻¹	0,467 · 10 ⁻¹	0,854 · 10 ⁻¹	0,341 · 10 ⁻¹	0,427 · 10 ⁻¹	0,724 · 10 ⁻¹
6,9	0,388 · 10 ⁻¹	0,312 · 10 ⁻¹	0,433 · 10 ⁻¹	0,796 · 10 ⁻¹	0,313 · 10 ⁻¹	0,402 · 10 ⁻¹	0,697 · 10 ⁻¹
7,0	0,361 · 10 ⁻¹	0,289 · 10 ⁻¹	0,394 · 10 ⁻¹	0,743 · 10 ⁻¹	0,277 · 10 ⁻¹	0,373 · 10 ⁻¹	0,668 · 10 ⁻¹

1	2	3	4	5	6	7	8
7,1	0,335.10 ⁻¹	0,269.10 ⁻¹	0,372.10 ⁻¹	0,677.10 ⁻¹	0,267.10 ⁻¹	0,346.10 ⁻¹	0,641.10 ⁻¹
7,2	0,312.10 ⁻¹	0,253.10 ⁻¹	0,339.10 ⁻¹	0,639.10 ⁻¹	0,246.10 ⁻¹	0,323.10 ⁻¹	0,579.10 ⁻¹
7,3	0,289.10 ⁻¹	0,230.10 ⁻¹	0,316.10 ⁻¹	0,589.10 ⁻¹	0,226.10 ⁻¹	0,298.10 ⁻¹	0,523.10 ⁻¹
7,4	0,269.10 ⁻¹	0,212.10 ⁻¹	0,293.10 ⁻¹	0,545.10 ⁻¹	0,205.10 ⁻¹	0,278.10 ⁻¹	0,473.10 ⁻¹
7,5	0,250.10 ⁻¹	0,196.10 ⁻¹	0,271.10 ⁻¹	0,505.10 ⁻¹	0,194.10 ⁻¹	0,255.10 ⁻¹	0,425.10 ⁻¹
7,6	0,232.10 ⁻¹	0,183.10 ⁻¹	0,253.10 ⁻¹	0,445.10 ⁻¹	0,183.10 ⁻¹	0,236.10 ⁻¹	0,384.10 ⁻¹
7,7	0,215.10 ⁻¹	0,170.10 ⁻¹	0,233.10 ⁻¹	0,395.10 ⁻¹	0,171.10 ⁻¹	0,220.10 ⁻¹	0,363.10 ⁻¹
7,8	0,200.10 ⁻¹	0,156.10 ⁻¹	0,215.10 ⁻¹	0,349.10 ⁻¹	0,161.10 ⁻¹	0,203.10 ⁻¹	0,343.10 ⁻¹
7,9	0,185.10 ⁻¹	0,145.10 ⁻¹	0,201.10 ⁻¹	0,308.10 ⁻¹	0,153.10 ⁻¹	0,188.10 ⁻¹	0,325.10 ⁻¹
8,0	0,172.10 ⁻¹	0,134.10 ⁻¹	0,187.10 ⁻¹	0,273.10 ⁻¹	0,144.10 ⁻¹	0,174.10 ⁻¹	0,304.10 ⁻¹
8,1	0,159.10 ⁻¹	0,123.10 ⁻¹	0,170.10 ⁻¹	0,228.10 ⁻¹	0,134.10 ⁻¹	0,162.10 ⁻¹	0,289.10 ⁻¹
8,2	0,148.10 ⁻¹	0,114.10 ⁻¹	0,158.10 ⁻¹	0,190.10 ⁻¹	0,125.10 ⁻¹	0,150.10 ⁻¹	0,266.10 ⁻¹
8,3	0,137.10 ⁻¹	0,106.10 ⁻¹	0,146.10 ⁻¹	0,158.10 ⁻¹	0,116.10 ⁻¹	0,139.10 ⁻¹	0,245.10 ⁻¹
8,4	0,127.10 ⁻¹	0,978.10 ⁻²	0,136.10 ⁻¹	0,132.10 ⁻¹	0,108.10 ⁻¹	0,130.10 ⁻¹	0,226.10 ⁻¹
8,5	0,118.10 ⁻¹	0,905.10 ⁻²	0,127.10 ⁻¹	0,110.10 ⁻¹	0,101.10 ⁻²	0,120.10 ⁻¹	0,209.10 ⁻¹
8,6	0,109.10 ⁻¹	0,835.10 ⁻²	0,117.10 ⁻¹	0,101.10 ⁻¹	0,942.10 ⁻²	0,111.10 ⁻¹	0,192.10 ⁻¹
8,7	0,101.10 ⁻¹	0,782.10 ⁻²	0,109.10 ⁻¹	0,929.10 ⁻²	0,880.10 ⁻²	0,103.10 ⁻¹	0,183.10 ⁻¹
8,8	0,939.10 ⁻²	0,725.10 ⁻²	0,100.10 ⁻¹	0,848.10 ⁻²	0,822.10 ⁻²	0,949.10 ⁻²	0,174.10 ⁻¹
8,9	0,870.10 ⁻²	0,668.10 ⁻²	0,933.10 ⁻²	0,778.10 ⁻²	0,766.10 ⁻²	0,875.10 ⁻²	0,166.10 ⁻¹
9,0	0,806.10 ⁻²	0,620.10 ⁻²	0,865.10 ⁻²	0,732.10 ⁻²	0,720.10 ⁻²	0,808.10 ⁻²	0,158.10 ⁻¹
9,1	0,747.10 ⁻²	0,571.10 ⁻²	0,797.10 ⁻²	0,654.10 ⁻²	0,666.10 ⁻²	0,750.10 ⁻²	0,151.10 ⁻¹
9,2	0,692.10 ⁻²	0,530.10 ⁻²	0,738.10 ⁻²	0,598.10 ⁻²	0,612.10 ⁻²	0,696.10 ⁻²	0,142.10 ⁻¹
9,3	0,641.10 ⁻²	0,489.10 ⁻²	0,687.10 ⁻²	0,548.10 ⁻²	0,569.10 ⁻²	0,647.10 ⁻²	0,134.10 ⁻¹
9,4	0,593.10 ⁻²	0,448.10 ⁻²	0,645.10 ⁻²	0,501.10 ⁻²	0,526.10 ⁻²	0,601.10 ⁻²	0,126.10 ⁻¹
9,5	0,549.10 ⁻²	0,416.10 ⁻²	0,594.10 ⁻²	0,459.10 ⁻²	0,488.10 ⁻²	0,560.10 ⁻²	0,119.10 ⁻¹
9,6	0,508.10 ⁻²	0,379.10 ⁻²	0,551.10 ⁻²	0,434.10 ⁻²	0,455.10 ⁻²	0,514.10 ⁻²	0,112.10 ⁻¹

Продолжение таблицы

I	2	3	4	5	6	7	8
9,7	0,471.10 ⁻²	0,357.10 ⁻²	0,509.10 ⁻²	0,411.10 ⁻²	0,426.10 ⁻²	0,464.10 ⁻²	0,106.10 ⁻¹
9,8	0,436.10 ⁻²	0,330.10 ⁻²	0,475.10 ⁻²	0,389.10 ⁻²	0,397.10 ⁻²	0,425.10 ⁻²	0,101.10 ⁻¹
9,9	0,403.10 ⁻²	0,306.10 ⁻²	0,441.10 ⁻²	0,368.10 ⁻²	0,372.10 ⁻²	0,388.10 ⁻²	0,954.10 ⁻²
10,0	0,373.10 ⁻²	0,277.10 ⁻²	0,399.10 ⁻²	0,348.10 ⁻²	0,346.10 ⁻²	0,352.10 ⁻²	0,904.10 ⁻²
10,2	0,319.10 ⁻²	0,236.10 ⁻²	0,348.10 ⁻²	0,316.10 ⁻²	0,302.10 ⁻²	0,307.10 ⁻²	0,809.10 ⁻²
10,4	0,273.10 ⁻²	0,206.10 ⁻²	0,299.10 ⁻²	0,287.10 ⁻²	0,263.10 ⁻²	0,267.10 ⁻²	0,727.10 ⁻²
10,6	0,234.10 ⁻²	0,175.10 ⁻²	0,254.10 ⁻²	0,261.10 ⁻²	0,225.10 ⁻²	0,230.10 ⁻²	0,650.10 ⁻²
10,8	0,200.10 ⁻²	0,148.10 ⁻²	0,219.10 ⁻²	0,240.10 ⁻²	0,189.10 ⁻²	0,198.10 ⁻²	0,585.10 ⁻²
11,0	0,171.10 ⁻²	0,128.10 ⁻²	0,187.10 ⁻²	0,221.10 ⁻²	0,159.10 ⁻²	0,170.10 ⁻²	0,529.10 ⁻²
11,2	0,146.10 ⁻²	0,110.10 ⁻²	0,163.10 ⁻²	0,221.10 ⁻²	0,137.10 ⁻²	0,146.10 ⁻²	0,476.10 ⁻²
11,4	0,125.10 ⁻²	0,937.10 ⁻³	0,139.10 ⁻²	0,221.10 ⁻²	0,118.10 ⁻²	0,127.10 ⁻²	0,425.10 ⁻²
11,6	0,106.10 ⁻²	0,795.10 ⁻³	0,119.10 ⁻²	0,212.10 ⁻²	0,102.10 ⁻²	0,109.10 ⁻²	0,378.10 ⁻²
11,8	0,907.10 ⁻³	0,685.10 ⁻³	0,102.10 ⁻²	0,195.10 ⁻²	0,880.10 ⁻³	0,943.10 ⁻³	0,340.10 ⁻²
12,0	0,774.10 ⁻³	0,591.10 ⁻³	0,882.10 ⁻³	0,179.10 ⁻²	0,761.10 ⁻³	0,814.10 ⁻³	0,304.10 ⁻²
12,5	0,519.10 ⁻³	0,407.10 ⁻³	0,602.10 ⁻³	0,146.10 ⁻²	0,526.10 ⁻³	0,564.10 ⁻³	0,232.10 ⁻²
13,0	0,348.10 ⁻³	0,273.10 ⁻³	0,407.10 ⁻³	0,116.10 ⁻²	0,364.10 ⁻³	0,390.10 ⁻³	0,176.10 ⁻²
13,5	0,232.10 ⁻³	0,181.10 ⁻³	0,280.10 ⁻³	0,941.10 ⁻³	0,252.10 ⁻³	0,269.10 ⁻³	0,133.10 ⁻²
14,0	0,155.10 ⁻³	0,126.10 ⁻³	0,195.10 ⁻³	0,767.10 ⁻³	0,174.10 ⁻³	0,187.10 ⁻³	0,101.10 ⁻²
14,5	0,103.10 ⁻³	0,856.10 ⁻⁴	0,133.10 ⁻³	0,621.10 ⁻³	0,121.10 ⁻³	0,129.10 ⁻³	0,768.10 ⁻³
15,0	0,687.10 ⁻⁴	0,583.10 ⁻⁴	0,908.10 ⁻⁴	0,506.10 ⁻³	0,832.10 ⁻⁴	0,891.10 ⁻⁴	0,582.10 ⁻³
15,5	0,456.10 ⁻⁴	0,391.10 ⁻⁴	0,615.10 ⁻⁴	0,411.10 ⁻³	0,573.10 ⁻⁴	0,615.10 ⁻⁴	0,440.10 ⁻³
16,0	0,302.10 ⁻⁴	0,265.10 ⁻⁴	0,424.10 ⁻⁴	0,334.10 ⁻³	0,399.10 ⁻⁴	0,427.10 ⁻⁴	0,316.10 ⁻³
16,5	0,200.10 ⁻⁴	0,179.10 ⁻⁴	0,288.10 ⁻⁴	0,271.10 ⁻⁴	0,277.10 ⁻⁴	0,290.10 ⁻⁴	0,240.10 ⁻³
17,0	0,132.10 ⁻⁴	0,122.10 ⁻⁴	0,195.10 ⁻⁴	0,221.10 ⁻³	0,190.10 ⁻⁴	0,204.10 ⁻⁴	0,181.10 ⁻³

Продолжение таблицы

Е, Мэв	Реактор ETR	Реактор GTR	Реактор $P_{\text{итс}}$	Полость реактора с D_2O	Замедлитель реактора с D_2O	Реактор ВЕРО
	8	9	10	11	12	13
0,1	$0,550 \cdot 10^1$	$0,426 \cdot 10^1$	$0,2026 \cdot 10^2$	$0,1608 \cdot 10^2$	$0,2158 \cdot 10^2$	$0,4651 \cdot 10^2$
0,2	$0,499 \cdot 10^1$	$0,301 \cdot 10^1$	$0,100 \cdot 10^2$	$0,901 \cdot 10^1$	$0,1109 \cdot 10^2$	$0,2203 \cdot 10^2$
0,3	$0,324 \cdot 10^1$	$0,247 \cdot 10^1$	$0,563 \cdot 10^1$	$0,623 \cdot 10^1$	$0,644 \cdot 10^1$	$0,1550 \cdot 10^2$
0,4	$0,258 \cdot 10^1$	$0,213 \cdot 10^1$	$0,355 \cdot 10^1$	$0,351 \cdot 10^1$	$0,430 \cdot 10^1$	$0,1205 \cdot 10^2$
0,5	$0,215 \cdot 10^1$	$0,192 \cdot 10^1$	$0,164 \cdot 10^1$	$0,273 \cdot 10^1$	$0,221 \cdot 10^1$	$0,953 \cdot 10^1$
0,6	$0,225 \cdot 10^1$	$0,174 \cdot 10^1$	$0,138 \cdot 10^1$	$0,243 \cdot 10^1$	$0,227 \cdot 10^1$	$0,807 \cdot 10^1$
0,7	$0,218 \cdot 10^1$	$0,161 \cdot 10^1$	$0,177 \cdot 10^1$	$0,227 \cdot 10^1$	$0,172 \cdot 10^1$	$0,699 \cdot 10^1$
0,8	$0,194 \cdot 10^1$	$0,152 \cdot 10^1$	$0,174 \cdot 10^1$	$0,212 \cdot 10^1$	$0,154 \cdot 10^1$	$0,596 \cdot 10^1$
0,9	$0,169 \cdot 10^1$	$0,143 \cdot 10^1$	$0,154 \cdot 10^1$	$0,182 \cdot 10^1$	$0,150 \cdot 10^1$	$0,532 \cdot 10^1$
1,0	$0,150 \cdot 10^1$	$0,135 \cdot 10^1$	$0,129 \cdot 10^1$	$0,157 \cdot 10^1$	$0,110 \cdot 10^1$	$0,480 \cdot 10^1$
1,1	$0,136 \cdot 10^1$	$0,129 \cdot 10^1$	0,833	$0,154 \cdot 10^1$	0,945	$0,444 \cdot 10^1$
1,2	$0,129 \cdot 10^1$	$0,122 \cdot 10^1$	0,731	$0,152 \cdot 10^1$	$0,135 \cdot 10^1$	$0,409 \cdot 10^1$
1,3	$0,122 \cdot 10^1$	$0,116 \cdot 10^1$	0,794	$0,140 \cdot 10^1$	$0,129 \cdot 10^1$	$0,359 \cdot 10^1$
1,4	$0,115 \cdot 10^1$	$0,109 \cdot 10^1$	0,975	$0,134 \cdot 10^1$	$0,118 \cdot 10^1$	$0,335 \cdot 10^1$
1,5	$0,112 \cdot 10^1$	$0,104 \cdot 10^1$	0,996	$0,131 \cdot 10^1$	$0,114 \cdot 10^1$	$0,366 \cdot 10^1$
1,6	$0,104 \cdot 10^1$	0,988	0,981	$0,126 \cdot 10^1$	$0,114 \cdot 10^1$	$0,359 \cdot 10^1$
1,7	0,927	0,938	0,948	$0,119 \cdot 10^1$	$0,110 \cdot 10^1$	$0,331 \cdot 10^1$
1,8	0,887	0,891	0,855	$0,110 \cdot 10^1$	$0,105 \cdot 10^1$	$0,298 \cdot 10^1$
1,9	0,861	0,846	0,761	$0,103 \cdot 10^1$	0,783	$0,270 \cdot 10^1$
2,0	0,846	0,802	0,688	0,940	0,669	$0,244 \cdot 10^1$
2,1	0,839	0,760	0,635	0,905	0,683	$0,213 \cdot 10^1$
2,2	0,829	0,721	0,605	0,892	0,731	$0,186 \cdot 10^1$
2,3	0,817	0,686	0,594	0,863	0,743	$0,171 \cdot 10^1$
2,4	0,794	0,650	0,606	0,815	0,745	$0,157 \cdot 10^1$
2,5	0,769	0,617	0,651	0,745	0,740	$0,135 \cdot 10^1$

Продолжение таблицы

Е, МэВ	8	9	10	11	12	13
2,6	0,725	0,586	0,670	0,690	0,730	0,110·10 ⁻¹
2,7	0,674	0,556	0,671	0,662	0,700	0,951
2,8	0,625	0,528	0,662	0,642	0,665	0,651
2,9	0,570	0,501	0,640	0,616	0,627	0,562
3,0	0,434	0,476	0,606	0,580	0,576	0,565
3,1	0,407	0,451	0,570	0,527	0,526	0,566
3,2	0,378	0,428	0,531	0,474	0,462	0,545
3,3	0,351	0,406	0,456	0,439	0,405	0,478
3,4	0,329	0,386	0,412	0,405	0,365	0,384
3,5	0,310	0,366	0,372	0,370	0,347	0,318
3,6	0,290	0,347	0,326	0,347	0,332	0,287
3,7	0,275	0,329	0,293	0,328	0,332	0,262
3,8	0,261	0,313	0,276	0,311	0,313	0,241
3,9	0,248	0,297	0,260	0,293	0,305	0,216
4,0	0,235	0,282	0,244	0,277	0,293	0,199
4,1	0,224	0,268	0,230	0,262	0,278	0,187
4,2	0,215	0,253	0,218	0,246	0,258	0,180
4,3	0,205	0,240	0,206	0,228	0,233	0,176
4,4	0,195	0,229	0,195	0,212	0,208	0,175
4,5	0,187	0,217	0,183	0,197	0,196	0,175
4,6	0,179	0,206	0,173	0,184	0,187	0,176
4,7	0,170	0,195	0,164	0,171	0,179	0,177
4,8	0,162	0,185	0,154	0,158	0,171	0,181
4,9	0,155	0,175	0,145	0,148	0,164	0,183
5,0	0,148	0,167	0,137	0,138	0,157	0,185
5,1	0,141	0,157	0,127	0,130	0,151	0,183
5,2	0,134	0,147	0,120	0,123	0,145	0,177

Продолжение таблицы

$E, \text{MэВ}$	8	9	10	11	12	13
5,3	0,128	0,138	0,112	0,117	0,139	0,170
5,4	0,122	0,129	0,105	0,112	0,134	0,164
5,5	0,116	0,121	$0,98 \cdot 10^{-1}$	0,108	0,128	0,155
5,6	0,109	0,114	$0,92 \cdot 10^{-1}$	0,104	0,123	0,144
5,7	0,104	0,106	$0,87 \cdot 10^{-1}$	0,100	0,118	0,134
5,8	$0,98 \cdot 10^{-1}$	$0,992 \cdot 10^{-1}$	$0,80 \cdot 10^{-1}$	$0,96 \cdot 10^{-1}$	0,113	0,121
5,9	$0,93 \cdot 10^{-1}$	$0,929 \cdot 10^{-1}$	$0,75 \cdot 10^{-1}$	$0,91 \cdot 10^{-1}$	0,108	0,105
6,0	$0,88 \cdot 10^{-1}$	$0,872 \cdot 10^{-1}$	$0,71 \cdot 10^{-1}$	$0,87 \cdot 10^{-1}$	0,103	$0,88 \cdot 10^{-1}$
6,1	$0,82 \cdot 10^{-1}$	$0,816 \cdot 10^{-1}$	$0,67 \cdot 10^{-1}$	$0,81 \cdot 10^{-1}$	$0,97 \cdot 10^{-1}$	$0,78 \cdot 10^{-1}$
6,2	$0,77 \cdot 10^{-1}$	$0,764 \cdot 10^{-1}$	$0,64 \cdot 10^{-1}$	$0,76 \cdot 10^{-1}$	$0,90 \cdot 10^{-1}$	$0,71 \cdot 10^{-1}$
6,3	$0,72 \cdot 10^{-1}$	$0,716 \cdot 10^{-1}$	$0,61 \cdot 10^{-1}$	$0,70 \cdot 10^{-1}$	$0,84 \cdot 10^{-1}$	$0,66 \cdot 10^{-1}$
6,4	$0,68 \cdot 10^{-1}$	$0,671 \cdot 10^{-1}$	$0,59 \cdot 10^{-1}$	$0,64 \cdot 10^{-1}$	$0,78 \cdot 10^{-1}$	$0,62 \cdot 10^{-1}$
6,5	$0,65 \cdot 10^{-1}$	$0,628 \cdot 10^{-1}$	$0,57 \cdot 10^{-1}$	$0,58 \cdot 10^{-1}$	$0,71 \cdot 10^{-1}$	$0,58 \cdot 10^{-1}$
6,6	$0,61 \cdot 10^{-1}$	$0,588 \cdot 10^{-1}$	$0,55 \cdot 10^{-1}$	$0,50 \cdot 10^{-1}$	$0,64 \cdot 10^{-1}$	$0,55 \cdot 10^{-1}$
6,7	$0,57 \cdot 10^{-1}$	$0,551 \cdot 10^{-1}$	$0,53 \cdot 10^{-1}$	$0,43 \cdot 10^{-1}$	$0,57 \cdot 10^{-1}$	$0,53 \cdot 10^{-1}$
6,8	$0,54 \cdot 10^{-1}$	$0,516 \cdot 10^{-1}$	$0,51 \cdot 10^{-1}$	$0,39 \cdot 10^{-1}$	$0,50 \cdot 10^{-1}$	$0,52 \cdot 10^{-1}$
6,9	$0,51 \cdot 10^{-1}$	$0,483 \cdot 10^{-1}$	$0,48 \cdot 10^{-1}$	$0,35 \cdot 10^{-1}$	$0,42 \cdot 10^{-1}$	$0,50 \cdot 10^{-1}$
7,0	$0,49 \cdot 10^{-1}$	$0,453 \cdot 10^{-1}$	$0,46 \cdot 10^{-1}$	$0,32 \cdot 10^{-1}$	$0,34 \cdot 10^{-1}$	$0,48 \cdot 10^{-1}$
7,1	$0,45 \cdot 10^{-1}$	$0,425 \cdot 10^{-1}$	$0,43 \cdot 10^{-1}$	$0,29 \cdot 10^{-1}$	$0,25 \cdot 10^{-1}$	$0,45 \cdot 10^{-1}$
7,2	$0,43 \cdot 10^{-1}$	$0,398 \cdot 10^{-1}$	$0,41 \cdot 10^{-1}$	$0,27 \cdot 10^{-1}$	$0,21 \cdot 10^{-1}$	$0,43 \cdot 10^{-1}$
7,3	$0,40 \cdot 10^{-1}$	$0,373 \cdot 10^{-1}$	$0,38 \cdot 10^{-1}$	$0,24 \cdot 10^{-1}$	$0,18 \cdot 10^{-1}$	$0,39 \cdot 10^{-1}$
7,4	$0,38 \cdot 10^{-1}$	$0,349 \cdot 10^{-1}$	$0,36 \cdot 10^{-1}$	$0,23 \cdot 10^{-1}$	$0,15 \cdot 10^{-1}$	$0,36 \cdot 10^{-1}$
7,5	$0,35 \cdot 10^{-1}$	$0,327 \cdot 10^{-1}$	$0,33 \cdot 10^{-1}$	$0,22 \cdot 10^{-1}$	$0,12 \cdot 10^{-1}$	$0,33 \cdot 10^{-1}$
7,6	$0,33 \cdot 10^{-1}$	$0,305 \cdot 10^{-1}$	$0,31 \cdot 10^{-1}$	$0,22 \cdot 10^{-1}$	$0,10 \cdot 10^{-1}$	$0,29 \cdot 10^{-1}$
7,7	$0,31 \cdot 10^{-1}$	$0,286 \cdot 10^{-1}$	$0,29 \cdot 10^{-1}$	$0,21 \cdot 10^{-1}$	$0,81 \cdot 10^{-2}$	$0,23 \cdot 10^{-1}$
7,8	$0,29 \cdot 10^{-1}$	$0,269 \cdot 10^{-1}$	$0,27 \cdot 10^{-1}$	$0,21 \cdot 10^{-1}$	$0,71 \cdot 10^{-2}$	$0,19 \cdot 10^{-1}$

Продолжение таблицы

Е, МэВ	8	9	10	11	12	13
7,9	0,27.10 ⁻¹	0,251.10 ⁻¹	0,26.10 ⁻¹	0,20.10 ⁻¹	0,61.10 ⁻²	0,15.10 ⁻¹
8,0	0,25.10 ⁻¹	0,235.10 ⁻¹	0,23.10 ⁻¹	0,20.10 ⁻¹	0,51.10 ⁻²	0,12.10 ⁻¹
8,1	0,23.10 ⁻¹	0,221.10 ⁻¹	0,22.10 ⁻¹	0,19.10 ⁻¹	0,51.10 ⁻²	0,11.10 ⁻¹
8,2	0,21.10 ⁻¹	0,207.10 ⁻¹	0,20.10 ⁻¹	0,17.10 ⁻¹	0,41.10 ⁻²	0,85.10 ⁻²
8,3	0,19.10 ⁻¹	0,194.10 ⁻¹	0,19.10 ⁻¹	0,16.10 ⁻¹	0,41.10 ⁻²	0,85.10 ⁻²
8,4	0,18.10 ⁻¹	0,181.10 ⁻¹	0,18.10 ⁻¹	0,15.10 ⁻¹	0,31.10 ⁻²	0,74.10 ⁻²
8,5	0,16.10 ⁻¹	0,170.10 ⁻¹	0,17.10 ⁻¹	0,14.10 ⁻¹	0,31.10 ⁻²	0,64.10 ⁻²
8,6	0,15.10 ⁻¹	0,159.10 ⁻¹	0,16.10 ⁻¹	0,13.10 ⁻¹	0,20.10 ⁻²	0,60.10 ⁻²
8,7	0,12.10 ⁻¹	0,149.10 ⁻¹	0,16.10 ⁻¹	0,11.10 ⁻¹	0,20.10 ⁻²	0,55.10 ⁻²
8,8	0,11.10 ⁻¹	0,140.10 ⁻¹	0,15.10 ⁻¹	0,10.10 ⁻¹	0,20.10 ⁻²	0,51.10 ⁻²
8,9	0,10.10 ⁻¹	0,131.10 ⁻¹	0,15.10 ⁻¹	0,92.10 ⁻²	0,10.10 ⁻²	0,48.10 ⁻²
9,0	0,93.10 ⁻²	0,122.10 ⁻¹	0,14.10 ⁻¹	0,81.10 ⁻²	0,91.10 ⁻³	0,44.10 ⁻²
9,1	0,83.10 ⁻²	0,115.10 ⁻¹	0,14.10 ⁻¹	0,81.10 ⁻²	0,71.10 ⁻³	0,41.10 ⁻²
9,2	0,72.10 ⁻²	0,101.10 ⁻¹	0,14.10 ⁻¹	0,71.10 ⁻²	0,51.10 ⁻³	0,38.10 ⁻²
9,3	0,62.10 ⁻²	0,101.10 ⁻¹	0,13.10 ⁻¹	0,71.10 ⁻²	0,31.10 ⁻³	0,35.10 ⁻²
9,4	0,62.10 ⁻²	0,942.10 ⁻²	0,13.10 ⁻¹	0,71.10 ⁻²	0,28.10 ⁻³	0,32.10 ⁻²
9,5	0,52.10 ⁻²	0,882.10 ⁻²	0,12.10 ⁻¹	0,71.10 ⁻²	0,26.10 ⁻³	0,30.10 ⁻²
9,6	0,52.10 ⁻²	0,827.10 ⁻²	0,12.10 ⁻¹	0,71.10 ⁻²	0,24.10 ⁻³	0,27.10 ⁻²
9,7	0,52.10 ⁻²	0,775.10 ⁻²	0,12.10 ⁻¹	0,61.10 ⁻²	0,23.10 ⁻³	0,26.10 ⁻²
9,8	0,52.10 ⁻²	0,726.10 ⁻²	0,11.10 ⁻¹	0,61.10 ⁻²	0,19.10 ⁻³	0,22.10 ⁻²
9,9	0,52.10 ⁻²	0,679.10 ⁻²	0,10.10 ⁻¹	0,61.10 ⁻²	0,19.10 ⁻³	0,21.10 ⁻²
10,0	0,52.10 ⁻²	0,637.10 ⁻²	0,10.10 ⁻¹	0,61.10 ⁻²	0,18.10 ⁻³	0,20.10 ⁻²
10,2	0,45.10 ⁻²	0,559.10 ⁻²	0,87.10 ⁻²	0,53.10 ⁻²	0,15.10 ⁻³	0,17.10 ⁻²
10,4	0,39.10 ⁻²	0,490.10 ⁻²	0,75.10 ⁻²	0,46.10 ⁻²	0,13.10 ⁻³	0,15.10 ⁻²
10,6	0,33.10 ⁻²	0,430.10 ⁻²	0,64.10 ⁻²	0,39.10 ⁻²	0,11.10 ⁻³	0,13.10 ⁻²
10,8	0,28.10 ⁻²	0,377.10 ⁻²	0,53.10 ⁻²	0,32.10 ⁻²	0,93.10 ⁻⁴	0,11.10 ⁻²
11,0	0,23.10 ⁻²	0,331.10 ⁻²	0,45.10 ⁻²	0,28.10 ⁻²	0,79.10 ⁻⁴	0,90.10 ⁻³
11,2	0,20.10 ⁻²	0,290.10 ⁻²	0,38.10 ⁻²	0,23.10 ⁻²	0,67.10 ⁻⁴	0,77.10 ⁻³
11,4	0,17.10 ⁻²	0,255.10 ⁻²	0,32.10 ⁻²	0,20.10 ⁻²	0,57.10 ⁻⁴	0,64.10 ⁻³

Продолжение таблицы

Е, МэВ	8	9	10	11	12	13
11,6	$0,14 \cdot 10^{-2}$	$0,224 \cdot 10^{-2}$	$0,28 \cdot 10^{-2}$	$0,17 \cdot 10^{-2}$	$0,49 \cdot 10^{-4}$	$0,55 \cdot 10^{-3}$
11,8	$0,12 \cdot 10^{-2}$	$0,196 \cdot 10^{-2}$	$0,24 \cdot 10^{-2}$	$0,14 \cdot 10^{-2}$	$0,41 \cdot 10^{-4}$	$0,47 \cdot 10^{-3}$
12,0	$0,10 \cdot 10^{-2}$	$0,172 \cdot 10^{-2}$	$0,20 \cdot 10^{-2}$	$0,12 \cdot 10^{-2}$	$0,35 \cdot 10^{-4}$	$0,40 \cdot 10^{-3}$
12,5	$0,67 \cdot 10^{-3}$	$0,125 \cdot 10^{-2}$	$0,13 \cdot 10^{-2}$	$0,79 \cdot 10^{-3}$	$0,23 \cdot 10^{-4}$	$0,26 \cdot 10^{-3}$
13,0	$0,44 \cdot 10^{-3}$	$0,895 \cdot 10^{-3}$	$0,85 \cdot 10^{-3}$	$0,52 \cdot 10^{-3}$	$0,15 \cdot 10^{-4}$	$0,17 \cdot 10^{-3}$
13,5	$0,29 \cdot 10^{-3}$	$0,646 \cdot 10^{-3}$	$0,56 \cdot 10^{-3}$	$0,34 \cdot 10^{-3}$	$0,98 \cdot 10^{-5}$	$0,11 \cdot 10^{-3}$
14,0	$0,19 \cdot 10^{-3}$	$0,465 \cdot 10^{-3}$	$0,37 \cdot 10^{-3}$	$0,23 \cdot 10^{-3}$	$0,65 \cdot 10^{-5}$	$0,74 \cdot 10^{-4}$
14,5	$0,13 \cdot 10^{-3}$	$0,336 \cdot 10^{-3}$	$0,25 \cdot 10^{-3}$	$0,15 \cdot 10^{-3}$	$0,43 \cdot 10^{-5}$	$0,49 \cdot 10^{-4}$
15,0	$0,83 \cdot 10^{-4}$	$0,242 \cdot 10^{-3}$	$0,16 \cdot 10^{-3}$	$0,98 \cdot 10^{-4}$	$0,28 \cdot 10^{-5}$	$0,32 \cdot 10^{-4}$
15,5	$0,55 \cdot 10^{-4}$	$0,174 \cdot 10^{-3}$	$0,11 \cdot 10^{-3}$	$0,65 \cdot 10^{-4}$	$0,19 \cdot 10^{-5}$	$0,21 \cdot 10^{-4}$
16,0	$0,36 \cdot 10^{-4}$	$0,126 \cdot 10^{-3}$	$0,70 \cdot 10^{-4}$	$0,43 \cdot 10^{-4}$	$0,12 \cdot 10^{-5}$	$0,14 \cdot 10^{-4}$
16,5	$0,23 \cdot 10^{-4}$	$0,907 \cdot 10^{-4}$	$0,45 \cdot 10^{-4}$	$0,28 \cdot 10^{-4}$	$0,75 \cdot 10^{-6}$	$0,90 \cdot 10^{-5}$
17,0	$0,16 \cdot 10^{-4}$	$0,654 \cdot 10^{-4}$	$0,30 \cdot 10^{-4}$	$0,19 \cdot 10^{-4}$	$0,53 \cdot 10^{-6}$	$0,61 \cdot 10^{-5}$

Продолжение таблицы

Е, МэВ	Реактор ВЕРО в присутствии Al и C	Реактор (Hanford)	Реактор FERM1	Сборка ZPR-III-10	Сборка SNEAK 5C	Сборка с Li_3N
	14	15	16	17	18	19
0,1	$0,457 \cdot 10^2$	$0,406 \cdot 10^2$	$0,409 \cdot 10^2$	$0,397 \cdot 10^2$	$0,456 \cdot 10^2$	$0,116 \cdot 10^2$
0,2	$0,216 \cdot 10^2$	$0,208 \cdot 10^2$	$0,324 \cdot 10^2$	$0,298 \cdot 10^2$	$0,234 \cdot 10^2$	$0,151 \cdot 10^2$
0,3	$0,170 \cdot 10^2$	$0,139 \cdot 10^2$	$0,247 \cdot 10^2$	$0,247 \cdot 10^2$	$0,145 \cdot 10^2$	$0,703 \cdot 10^1$
0,4	$0,122 \cdot 10^2$	$0,106 \cdot 10^2$	$0,193 \cdot 10^2$	$0,194 \cdot 10^2$	$0,109 \cdot 10^2$	$0,732 \cdot 10^1$
0,5	$0,104 \cdot 10^2$	$0,851 \cdot 10^1$	$0,149 \cdot 10^2$	$0,153 \cdot 10^2$	$0,863 \cdot 10^1$	$0,670 \cdot 10^1$
0,6	$0,849 \cdot 10^1$	$0,717 \cdot 10^1$	$0,115 \cdot 10^2$	$0,120 \cdot 10^2$	$0,665 \cdot 10^1$	$0,573 \cdot 10^1$
0,7	$0,836 \cdot 10^1$	$0,612 \cdot 10^1$	$0,888 \cdot 10^1$	$0,962 \cdot 10^1$	$0,535 \cdot 10^1$	$0,475 \cdot 10^1$

Продолжение таблиц

Е, МэВ	I4	I5	I6	I7	I8	I9
0,8	0,707.10 ^I	0,535.10 ^I	0,633.10 ^I	0,745.10 ^I	0,440.10 ^I	0,465.10 ^I
0,9	0,623.10 ^I	0,467.10 ^I	0,534.10 ^I	0,604.10 ^I	0,377.10 ^I	0,349.10 ^I
1,0	0,556.10 ^I	0,411.10 ^I	0,437.10 ^I	0,483.10 ^I	0,327.10 ^I	0,299.10 ^I
1,1	0,489.10 ^I	0,367.10 ^I	0,351.10 ^I	0,401.10 ^I	0,292.10 ^I	0,262.10 ^I
1,2	0,419.10 ^I	0,337.10 ^I	0,302.10 ^I	0,332.10 ^I	0,265.10 ^I	0,232.10 ^I
1,3	0,366.10 ^I	0,306.10 ^I	0,266.10 ^I	0,273.10 ^I	0,246.10 ^I	0,205.10 ^I
1,4	0,352.10 ^I	0,278.10 ^I	0,229.10 ^I	0,232.10 ^I	0,229.10 ^I	0,183.10 ^I
1,5	0,355.10 ^I	0,260.10 ^I	0,204.10 ^I	0,200.10 ^I	0,220.10 ^I	0,160.10 ^I
1,6	0,347.10 ^I	0,233.10 ^I	0,183.10 ^I	0,170.10 ^I	0,212.10 ^I	0,140.10 ^I
1,7	0,325.10 ^I	0,205.10 ^I	0,164.10 ^I	0,147.10 ^I	0,200.10 ^I	0,130.10 ^I
1,8	0,287.10 ^I	0,178.10 ^I	0,148.10 ^I	0,131.10 ^I	0,188.10 ^I	0,110.10 ^I
1,9	0,241.10 ^I	0,155.10 ^I	0,133.10 ^I	0,112.10 ^I	0,175.10 ^I	0,100.10 ^I
2,0	0,208.10 ^I	0,135.10 ^I	0,121.10 ^I	0,102	0,163.10 ^I	0,090.10 ^I
2,1	0,212.10 ^I	0,125.10 ^I	0,110.10 ^I	0,089	0,140.10 ^I	0,080
2,2	0,214.10 ^I	0,118.10 ^I	0,097	0,072	0,134.10 ^I	0,081
2,3	0,186.10 ^I	0,106.10 ^I	0,0918	0,0623	0,120.10 ^I	0,079
2,4	0,146.10 ^I	0,100.10 ^I	0,0849	0,0585	0,112.10 ^I	0,0828
2,5	0,114.10 ^I	0,081	0,0794	0,047	0,071	0,0777
2,6	0,069	0,061	0,0728	0,031	0,069	0,0724
2,7	0,0811	0,0795	0,0676	0,0671	0,0778	0,0675
2,8	0,0901	0,0722	0,0628	0,0646	0,0691	0,0633
2,9	0,0623	0,053	0,0578	0,0618	0,0618	0,0580
3,0	0,0571	0,0501	0,0510	0,0587	0,0552	0,0547
3,1	0,0514	0,0466	0,0478	0,0567	0,0490	0,0503
3,2	0,0474	0,0432	0,0440	0,0529	0,0466	0,0480
3,3	0,0434	0,0397	0,0412	0,0480	0,0429	0,0453

Продолжение таблицы

Б, МэВ	14	15	16	17	18	19
3,4	0,394	0,378	0,400	0,450	0,392	0,428
3,5	0,355	0,361	0,376	0,409	0,356	0,403
3,6	0,314	0,332	0,352	0,374	0,321	0,378
3,7	0,272	0,315	0,329	0,338	0,298	0,354
3,8	0,228	0,291	0,307	0,311	0,279	0,330
3,9	0,211	0,284	0,283	0,287	0,263	0,304
4,0	0,198	0,269	0,259	0,268	0,249	0,281
4,1	0,187	0,256	0,242	0,250	0,239	0,261
4,2	0,180	0,244	0,227	0,234	0,229	0,241
4,3	0,183	0,231	0,215	0,218	0,220	0,226
4,4	0,194	0,220	0,203	0,205	0,211	0,210
4,5	0,211	0,210	0,191	0,191	0,201	0,203
4,6	0,218	0,200	0,181	0,180	0,195	0,183
4,7	0,211	0,190	0,170	0,168	0,186	0,170
4,8	0,200	0,181	0,160	0,157	0,178	0,160
4,9	0,195	0,171	0,150	0,146	0,171	0,148
5,0	0,188	0,163	0,141	0,137	0,163	0,138
5,1	0,181	0,154	0,131	0,127	0,156	0,130
5,2	0,164	0,148	0,124	0,120	0,141	0,123
5,3	0,168	0,138	0,115	0,113	0,141	0,115
5,4	0,161	0,131	0,101	0,100	0,135	0,103
5,5	0,153	0,123	0,105	$0,99 \cdot 10^{-1}$	0,127	0,100
5,6	0,146	0,115	0,100	$0,92 \cdot 10^{-1}$	0,121	$0,94 \cdot 10^{-1}$
5,7	0,138	0,107	$0,95 \cdot 10^{-1}$	$0,86 \cdot 10^{-1}$	0,114	$0,87 \cdot 10^{-1}$
5,8	0,129	0,100	$0,91 \cdot 10^{-1}$	$0,80 \cdot 10^{-1}$	0,108	$0,81 \cdot 10^{-1}$
5,9	0,118	$0,83 \cdot 10^{-1}$	$0,87 \cdot 10^{-1}$	$0,74 \cdot 10^{-1}$	0,101	$0,76 \cdot 10^{-1}$
6,0	0,107	$0,86 \cdot 10^{-1}$	$0,83 \cdot 10^{-1}$	$0,69 \cdot 10^{-1}$	$0,96 \cdot 10^{-1}$	$0,71 \cdot 10^{-1}$

Продолжение таблицы

Е, МэВ	I4	I5	I6	I7	I8	I9
6,1	0,88.10 ⁻¹	0,79.10 ⁻¹	0,79.10 ⁻¹	0,64.10 ⁻¹	0,60.10 ⁻¹	0,66.10 ⁻¹
6,2	0,74.10 ⁻¹	0,73.10 ⁻¹	0,76.10 ⁻¹	0,60.10 ⁻¹	0,65.10 ⁻¹	0,61.10 ⁻¹
6,3	0,63.10 ⁻¹	0,67.10 ⁻¹	0,72.10 ⁻¹	0,55.10 ⁻¹	0,79.10 ⁻¹	0,57.10 ⁻¹
6,4	0,56.10 ⁻¹	0,61.10 ⁻¹	0,66.10 ⁻¹	0,51.10 ⁻¹	0,74.10 ⁻¹	0,54.10 ⁻¹
6,5	0,49.10 ⁻¹	0,57.10 ⁻¹	0,65.10 ⁻¹	0,50.10 ⁻¹	0,67.10 ⁻¹	0,50.10 ⁻¹
6,6	0,45.10 ⁻¹	0,51.10 ⁻¹	0,62.10 ⁻¹	0,46.10 ⁻¹	0,62.10 ⁻¹	0,47.10 ⁻¹
6,7	0,41.10 ⁻¹	0,47.10 ⁻¹	0,58.10 ⁻¹	0,43.10 ⁻¹	0,57.10 ⁻¹	0,43.10 ⁻¹
6,8	0,38.10 ⁻¹	0,44.10 ⁻¹	0,55.10 ⁻¹	0,41.10 ⁻¹	0,51.10 ⁻¹	0,41.10 ⁻¹
6,9	0,36.10 ⁻¹	0,40.10 ⁻¹	0,52.10 ⁻¹	0,38.10 ⁻¹	0,46.10 ⁻¹	0,38.10 ⁻¹
7,0	0,34.10 ⁻¹	0,37.10 ⁻¹	0,50.10 ⁻¹	0,36.10 ⁻¹	0,41.10 ⁻¹	0,36.10 ⁻¹
7,1	0,34.10 ⁻¹	0,34.10 ⁻¹	0,47.10 ⁻¹	0,33.10 ⁻¹	0,37.10 ⁻¹	0,34.10 ⁻¹
7,2	0,33.10 ⁻¹	0,30.10 ⁻¹	0,44.10 ⁻¹	0,31.10 ⁻¹	0,33.10 ⁻¹	0,32.10 ⁻¹
7,3	0,32.10 ⁻¹	0,28.10 ⁻¹	0,41.10 ⁻¹	0,29.10 ⁻¹	0,29.10 ⁻¹	0,30.10 ⁻¹
7,4	0,30.10 ⁻¹	0,26.10 ⁻¹	0,39.10 ⁻¹	0,27.10 ⁻¹	0,26.10 ⁻¹	0,29.10 ⁻¹
7,5	0,26.10 ⁻¹	0,23.10 ⁻¹	0,37.10 ⁻¹	0,25.10 ⁻¹	0,23.10 ⁻¹	0,26.10 ⁻¹
7,6	0,23.10 ⁻¹	0,21.10 ⁻¹	0,35.10 ⁻¹	0,24.10 ⁻¹	0,20.10 ⁻¹	0,24.10 ⁻¹
7,7	0,18.10 ⁻¹	0,19.10 ⁻¹	0,32.10 ⁻¹	0,22.10 ⁻¹	0,17.10 ⁻¹	0,23.10 ⁻¹
7,8	0,15.10 ⁻¹	0,18.10 ⁻¹	0,30.10 ⁻¹	0,20.10 ⁻¹	0,15.10 ⁻¹	0,21.10 ⁻¹
7,9	0,23.10 ⁻²	0,17.10 ⁻¹	0,28.10 ⁻¹	0,19.10 ⁻¹	0,14.10 ⁻¹	0,20.10 ⁻¹
8,0	0,63.10 ⁻²	0,15.10 ⁻¹	0,26.10 ⁻¹	0,18.10 ⁻¹	0,13.10 ⁻¹	0,18.10 ⁻¹
8,1	0,52.10 ⁻²	0,13.10 ⁻¹	0,24.10 ⁻¹	0,16.10 ⁻¹	0,11.10 ⁻¹	0,17.10 ⁻¹
8,2	0,42.10 ⁻²	0,12.10 ⁻¹	0,22.10 ⁻¹	0,16.10 ⁻¹	0,11.10 ⁻¹	0,17.10 ⁻¹
8,3	0,42.10 ⁻²	0,11.10 ⁻¹	0,21.10 ⁻¹	0,15.10 ⁻¹	0,93.10 ⁻²	0,16.10 ⁻¹
8,4	0,42.10 ⁻²	0,10.10 ⁻¹	0,18.10 ⁻¹	0,14.10 ⁻¹	0,67.10 ⁻²	0,15.10 ⁻¹
8,5	0,2.10 ⁻²	0,89.10 ⁻²	0,17.10 ⁻¹	0,13.10 ⁻¹	0,76.10 ⁻²	0,14.10 ⁻¹
8,6	0,42.10 ⁻²	0,89.10 ⁻²	0,16.10 ⁻¹	0,12.10 ⁻¹	0,65.10 ⁻²	0,14.10 ⁻¹

Продолжение таблицы

Е, Мэв	I4	I5	I6	I7	I8	I9
8,7	$0,52 \cdot 10^{-2}$	$0,78 \cdot 10^{-2}$	$0,15 \cdot 10^{-1}$	$0,11 \cdot 10^{-1}$	$0,54 \cdot 10^{-2}$	$0,12 \cdot 10^{-1}$
8,8	$0,52 \cdot 10^{-2}$	$0,78 \cdot 10^{-2}$	$0,14 \cdot 10^{-1}$	$0,94 \cdot 10^{-2}$	$0,54 \cdot 10^{-2}$	$0,12 \cdot 10^{-1}$
8,9	$0,52 \cdot 10^{-2}$	$0,67 \cdot 10^{-2}$	$0,13 \cdot 10^{-1}$	$0,84 \cdot 10^{-2}$	$0,44 \cdot 10^{-2}$	$0,12 \cdot 10^{-1}$
9,0	$0,52 \cdot 10^{-2}$	$0,67 \cdot 10^{-2}$	$0,13 \cdot 10^{-1}$	$0,84 \cdot 10^{-2}$	$0,33 \cdot 10^{-2}$	$0,11 \cdot 10^{-1}$
9,1	$0,52 \cdot 10^{-2}$	$0,56 \cdot 10^{-2}$	$0,12 \cdot 10^{-1}$	$0,73 \cdot 10^{-2}$	$0,33 \cdot 10^{-2}$	$0,11 \cdot 10^{-1}$
9,2	$0,52 \cdot 10^{-2}$	$0,56 \cdot 10^{-2}$	$0,11 \cdot 10^{-1}$	$0,73 \cdot 10^{-2}$	$0,22 \cdot 10^{-2}$	$0,95 \cdot 10^{-2}$
9,3	$0,42 \cdot 10^{-2}$	$0,45 \cdot 10^{-2}$	$0,97 \cdot 10^{-2}$	$0,63 \cdot 10^{-2}$	$0,22 \cdot 10^{-2}$	$0,95 \cdot 10^{-2}$
9,4	$0,42 \cdot 10^{-2}$	$0,45 \cdot 10^{-2}$	$0,97 \cdot 10^{-2}$	$0,63 \cdot 10^{-2}$	$0,11 \cdot 10^{-2}$	$0,85 \cdot 10^{-2}$
9,5	$0,42 \cdot 10^{-2}$	$0,45 \cdot 10^{-2}$	$0,97 \cdot 10^{-2}$	$0,52 \cdot 10^{-2}$	$0,11 \cdot 10^{-2}$	$0,85 \cdot 10^{-2}$
9,6	$0,31 \cdot 10^{-2}$	$0,45 \cdot 10^{-2}$	$0,97 \cdot 10^{-2}$	$0,52 \cdot 10^{-2}$	$0,65 \cdot 10^{-3}$	$0,85 \cdot 10^{-2}$
9,7	$0,31 \cdot 10^{-2}$	$0,34 \cdot 10^{-2}$	$0,97 \cdot 10^{-2}$	$0,42 \cdot 10^{-2}$	$0,33 \cdot 10^{-3}$	$0,74 \cdot 10^{-2}$
9,8	$0,31 \cdot 10^{-2}$	$0,34 \cdot 10^{-2}$	$0,97 \cdot 10^{-2}$	$0,42 \cdot 10^{-2}$	$0,22 \cdot 10^{-3}$	$0,74 \cdot 10^{-2}$
9,9	$0,31 \cdot 10^{-2}$	$0,34 \cdot 10^{-2}$	$0,97 \cdot 10^{-2}$	$0,31 \cdot 10^{-2}$	$0,11 \cdot 10^{-3}$	$0,74 \cdot 10^{-2}$
10,0	$0,31 \cdot 10^{-2}$	$0,34 \cdot 10^{-2}$	$0,97 \cdot 10^{-2}$	$0,31 \cdot 10^{-2}$	$0,10 \cdot 10^{-3}$	$0,74 \cdot 10^{-2}$
10,2	$0,27 \cdot 10^{-2}$	$0,30 \cdot 10^{-2}$	$0,84 \cdot 10^{-2}$	$0,27 \cdot 10^{-2}$	$0,90 \cdot 10^{-4}$	$0,64 \cdot 10^{-2}$
10,4	$0,23 \cdot 10^{-2}$	$0,26 \cdot 10^{-2}$	$0,73 \cdot 10^{-2}$	$0,23 \cdot 10^{-2}$	$0,78 \cdot 10^{-4}$	$0,56 \cdot 10^{-2}$
10,6	$0,20 \cdot 10^{-2}$	$0,22 \cdot 10^{-2}$	$0,62 \cdot 10^{-2}$	$0,20 \cdot 10^{-2}$	$0,66 \cdot 10^{-4}$	$0,48 \cdot 10^{-2}$
10,8	$0,16 \cdot 10^{-2}$	$0,18 \cdot 10^{-2}$	$0,52 \cdot 10^{-2}$	$0,16 \cdot 10^{-2}$	$0,55 \cdot 10^{-4}$	$0,39 \cdot 10^{-2}$
11,0	$0,14 \cdot 10^{-2}$	$0,15 \cdot 10^{-2}$	$0,44 \cdot 10^{-2}$	$0,14 \cdot 10^{-2}$	$0,47 \cdot 10^{-4}$	$0,33 \cdot 10^{-2}$
11,2	$0,12 \cdot 10^{-2}$	$0,13 \cdot 10^{-2}$	$0,37 \cdot 10^{-2}$	$0,12 \cdot 10^{-2}$	$0,40 \cdot 10^{-4}$	$0,28 \cdot 10^{-2}$
11,4	$0,10 \cdot 10^{-2}$	$0,11 \cdot 10^{-2}$	$0,31 \cdot 10^{-2}$	$0,10 \cdot 10^{-2}$	$0,33 \cdot 10^{-4}$	$0,24 \cdot 10^{-2}$
11,6	$0,26 \cdot 10^{-3}$	$0,34 \cdot 10^{-3}$	$0,27 \cdot 10^{-2}$	$0,86 \cdot 10^{-3}$	$0,29 \cdot 10^{-4}$	$0,20 \cdot 10^{-2}$
11,8	$0,73 \cdot 10^{-3}$	$0,80 \cdot 10^{-3}$	$0,23 \cdot 10^{-2}$	$0,73 \cdot 10^{-3}$	$0,24 \cdot 10^{-4}$	$0,17 \cdot 10^{-2}$
12,0	$0,62 \cdot 10^{-3}$	$0,68 \cdot 10^{-3}$	$0,19 \cdot 10^{-2}$	$0,62 \cdot 10^{-3}$	$0,21 \cdot 10^{-4}$	$0,15 \cdot 10^{-2}$
12,5	$0,40 \cdot 10^{-3}$	$0,44 \cdot 10^{-3}$	$0,13 \cdot 10^{-2}$	$0,40 \cdot 10^{-3}$	$0,13 \cdot 10^{-4}$	$0,96 \cdot 10^{-3}$
13,0	$0,26 \cdot 10^{-3}$	$0,29 \cdot 10^{-3}$	$0,83 \cdot 10^{-3}$	$0,26 \cdot 10^{-3}$	$0,88 \cdot 10^{-5}$	$0,63 \cdot 10^{-3}$
13,5	$0,17 \cdot 10^{-3}$	$0,19 \cdot 10^{-3}$	$0,54 \cdot 10^{-3}$	$0,17 \cdot 10^{-3}$	$0,58 \cdot 10^{-5}$	$0,42 \cdot 10^{-3}$

Продолжение таблицы

Е, МэВ	I4	I5	I6	I7	I8	I9
14,0	$0,11 \cdot 10^{-3}$	$0,13 \cdot 10^{-3}$	$0,36 \cdot 10^{-3}$	$0,11 \cdot 10^{-3}$	$0,38 \cdot 10^{-5}$	$0,27 \cdot 10^{-3}$
14,5	$0,76 \cdot 10^{-4}$	$0,84 \cdot 10^{-4}$	$0,24 \cdot 10^{-3}$	$0,76 \cdot 10^{-4}$	$0,25 \cdot 10^{-5}$	$0,18 \cdot 10^{-3}$
15,0	$0,50 \cdot 10^{-4}$	$0,54 \cdot 10^{-4}$	$0,16 \cdot 10^{-3}$	$0,50 \cdot 10^{-4}$	$0,17 \cdot 10^{-5}$	$0,12 \cdot 10^{-3}$
15,5	$0,33 \cdot 10^{-4}$	$0,36 \cdot 10^{-4}$	$0,10 \cdot 10^{-3}$	$0,33 \cdot 10^{-4}$	$0,11 \cdot 10^{-5}$	$0,78 \cdot 10^{-4}$
16,0	$0,22 \cdot 10^{-4}$	$0,24 \cdot 10^{-4}$	$0,68 \cdot 10^{-4}$	$0,22 \cdot 10^{-4}$	$0,72 \cdot 10^{-6}$	$0,52 \cdot 10^{-4}$
16,5	$0,14 \cdot 10^{-4}$	$0,15 \cdot 10^{-4}$	$0,44 \cdot 10^{-4}$	$0,14 \cdot 10^{-4}$	$0,47 \cdot 10^{-6}$	$0,33 \cdot 10^{-4}$
17,0	$0,84 \cdot 10^{-5}$	$0,10 \cdot 10^{-4}$	$0,29 \cdot 10^{-4}$	$0,84 \cdot 10^{-5}$	$0,31 \cdot 10^{-6}$	$0,22 \cdot 10^{-4}$

Интегральные спектры $\varphi(E)$ [нейтр/(см².с)] получены интегрированием соответствующих дифференциальных спектров

$$\varphi(E) = \int_{E'}^{\infty} \psi(E) dE. \quad (2)$$

Интегральные спектры представлены в виде графиков на рисунке, на котором масштаб выбран удобным для подробного представления спектров в диапазоне 0,1-3 Мэв.

Условием нормировки всех спектров служило соотношение

$$\int_{E'}^{\infty} \psi(E) dE = 1 \quad (3)$$

Ниже указаны некоторые сведения, характеризующие представленные спектры. Нумерация спектров соответствует используемой в таблице и на рисунке.

1. Спектр нейтронов деления ^{235}Pu (представление att).
2. Спектр реактора БР-5 после 2 см слоя никеля, измерен методом ядерных фотоэмпульсий [1].
3. Спектр реактора БР-5 после 16 см слоя никеля, измерен методом ядерных фотоэмпульсий [1].
4. Спектр нейтронов деления ^{235}U после 22 см слоя углерода, рассчитан методом моментов [1].
5. Спектр нейтронов деления ^{235}U после 10 см слоя железа, рассчитан методом моментов [1].
6. Спектр нейтронов деления ^{235}U после 16 см слоя свинца, рассчитан методом моментов [1].
7. Спектр нейтронов деления ^{235}U после 30 см слоя полиэтилена, рассчитан методом моментов [1].
8. Спектр легководного реактора ЕТН в центре активной зоны, рассчитан методом Монте-Карло [2].
9. Спектр типичного легководного реактора СТР, получен пятигрупповой аналитической аппроксимацией результатов измерений методом фольг [3].
10. Спектр на месте удаленного ТВЭЛа в реакторе Рнто с тяжеловодным замедлителем на расстоянии до ближайшего ТВЭЛа 15 см, рассчитан методом Монте-Карло [2].
11. Спектр в центре полости на месте удаленного ТВЭЛа реактора с тяжеловодным замедлителем, рассчитан методом Монте-Карло [2].
12. Спектр в замедлителе тяжеловодного реактора в точке, расположенной в 7,3 см от центра ТВЭЛа, рассчитан методом Монте-Карло [2].

13. Спектр в графитовом замедлителе реактора ВЕРО на естественном уране, рассчитан методом Монте-Карло [2] .

14. Спектр в графитовом замедлителе реактора ВЕРО на естественном уране в присутствии алюминиевых и графитовых конструкций в экспериментальном канале, рассчитан методом Монте-Карло [2] .

15. Спектр в центре реактора в Ханфорде с графитовым замедлителем, рассчитан методом Монте-Карло [2] .

16. Спектр в центре быстрого реактора **ФЕРМИ** с натриевым теплоносителем, рассчитан методом Монте-Карло [2] .

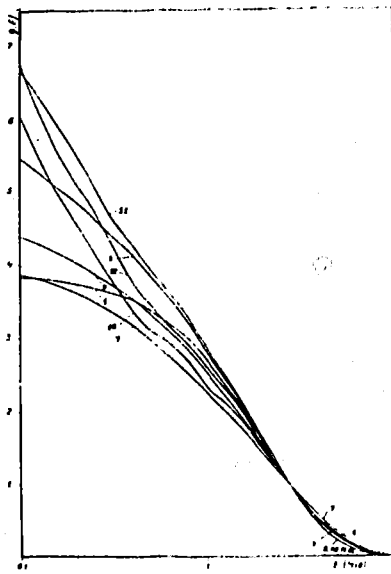
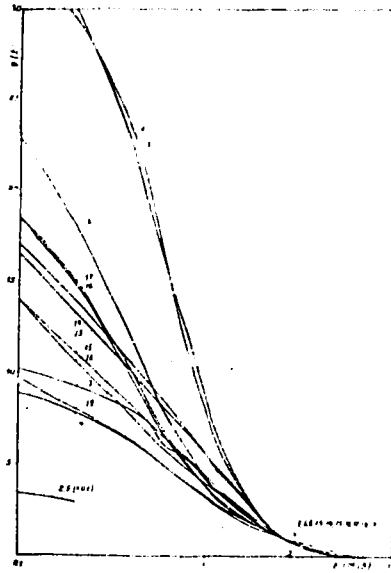
17. Спектр в критсборке ZPR -III-10 на металлическом уране, окруженной отражателем из малообогащенного урана, рассчитан многогрупповым методом [4] .

18. Спектр в критсборке SNEAK 5 C с внутренней плутониевой зоной объемом 300 л и наружной урановой зоной, рассчитан многогрупповым методом [4] .

19. Спектр в критсборке на окиси урана, моделирующей быстрый реактор с литиевым теплоносителем, композиция уран + ${}^7\text{Li}_3\text{N}$ + Hf+W+Ta, измерен с помощью счетчика протонов отдачи [5] .

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю.А.Казанский и др. Физические исследования защиты реакторов. М., Атомиздат, 1966.
2. Neutron Fluence Measurements . Technical Reports Series. No. 107. Vienna, IAEA, 1970.
3. J.Romanko and W.E.Dungan. 'Neutron Dosimetry . Vol. 1. Vienna, IAEA, 1963, p.153.
4. E.Kiefhaber and J.J.Schmidt. KFK 969, EANDC(E)-118"U". Sept. 1970.
5. P.K.Paschall and P.G.Klann. Trans. Amer. Nucl. Soc. 14, 1 (19) p. 4.



Интегральные спектры нейтронов

Глава 3. ВОПРОСЫ ПРОГРАММИРОВАНИЯ, ИНФОРМАЦИИ И СТАНДАРТИЗАЦИИ

УТОЧНЕНИЕ ЗНАЧЕНИЙ ЭФФЕКТИВНЫХ ПОРОГОВ И СЕЧЕНИЙ НЕКОТОРЫХ РЕАКЦИЙ АКТИВАЦИИ БЫСТРЫМИ НЕЙТРОНАМИ

Р.Д.Васильев, Е.И.Григорьев, Г.Б.Тарновский, В.П.Ярына

В работе изложены результаты проведенного авторами уточнения рекомендованных ранее [1] значений эффективных порогов и сечений для нескольких реакций активации быстрыми нейтронами. Уточнение оказалось возможным благодаря привлечению дополнительных данных о сечениях реакций и использованию значительно большего числа тестовых спектров.

Эффективное сечение пороговой реакции зависит от спектра нейтронов $\varphi(E)$ и использованного эффективного порога $E_{эфф}$ следующим образом:

$$\sigma_{эфф}(E_{эфф}) = \int_0^{\infty} \sigma(E) \varphi(E) dE / \int_{E_{эфф}}^{\infty} \varphi(E) dE,$$

где $\sigma(E)$ -- энергетическая зависимость сечения реакции. В качестве рекомендованного значения эффективного порога реакции принято выбирать такое, при котором эффективные сечения для различных спектров имеют наиболее близкие значения.

При расчете зависимостей $\sigma_{эфф}(E_{эфф})$ взяты спектры из работы [2], при этом сохранена принятая в [2] нумерация спектров. Результаты расчета приведены в табл. 1-5 и на рис. 1-5.

При рекомендованном эффективном пороге реакции значения $\sigma_{эфф}$ для конкретных спектров имеют некоторый разброс. В качестве рекомендованного $\sigma_{эфф}$ принято среднее между максимальным и минимальным значением, а половина от разности использована в качестве максимальной границы систематической погрешности $\theta\sigma_{эфф}$ эффективного сечения реакции. Рекомендованные значения даны в табл. 6.

Энергетическая зависимость эффективного сечения реакции ²³⁷U(p,f)
(сечения даны в миллибарнах)

Таблица I

ЭНЕРГИЯ	СПЕКТР 1	СПЕКТР 2	СПЕКТР 3	СПЕКТР 4	СПЕКТР 5	СПЕКТР 6	СПЕКТР 7	СПЕКТР 8	СПЕКТР 9	СПЕКТР 10
0,10	1323,776	766,847	1021,769	899,073	755,442	588,070	1149,988	1048,888	1135,163	792,828
0,15	1338,622	843,715	1074,274	953,314	812,318	659,965	1189,053	1107,570	1188,840	929,290
0,20	1356,111	894,502	1120,155	1012,035	874,592	738,260	1228,200	1181,048	1234,858	1049,295
0,25	1376,341	950,948	1166,249	1071,999	941,101	825,329	1269,558	1244,152	1280,452	1183,181
0,30	1398,431	1009,521	1211,201	1132,455	1011,391	919,648	1313,279	1293,538	1324,769	1247,894
0,35	1422,225	1070,924	1256,930	1196,880	1088,773	1023,382	1357,218	1344,016	1368,331	1337,101
0,40	1447,961	1133,457	1302,220	1264,706	1173,859	1134,190	1401,083	1393,720	1410,339	1425,840
0,45	1475,293	1213,373	1358,365	1338,297	1264,889	1255,633	1447,497	1440,573	1453,242	1494,229
0,50	1504,420	1318,618	1420,798	1418,579	1360,430	1385,470	1498,659	1483,219	1498,717	1534,334
0,55	1535,106	1434,864	1489,593	1500,180	1466,824	1524,993	1545,317	1529,758	1540,271	1674,095
0,60	1567,525	1572,934	1563,824	1581,690	1585,128	1688,988	1593,192	1579,631	1583,619	1609,871
0,65	1601,508	1738,259	1645,883	1671,025	1711,199	1820,758	1642,138	1634,018	1627,973	1650,547
0,70	1637,213	1942,417	1737,768	1769,167	1843,758	1982,434	1692,009	1693,814	1673,174	1698,088
0,75	1674,517	2152,413	1830,021	1867,735	1992,250	2148,849	1740,991	1733,310	1719,189	1750,910
0,80	1713,566	2358,349	1921,279	1964,710	2158,970	2312,866	1788,604	1812,048	1785,824	1817,833
0,85	1754,272	2579,268	2018,835	2071,749	2336,617	2485,884	1837,088	1872,209	1814,160	1878,225
0,90	1798,769	2807,771	2122,811	2190,327	2523,021	2665,183	1888,299	1933,707	1884,287	1930,812
0,95	1840,998	3043,870	2227,079	2307,594	2734,135	2841,340	1934,119	1993,523	1914,988	1990,183
1,00	1887,087	3278,426	2330,098	2420,823	2974,328	3066,404	1980,065	2050,783	1968,158	2057,481
1,05	1934,998	3527,531	2439,867	2546,785	3228,814	3182,538	2027,611	2110,564	2019,567	2111,028
1,10	1984,853	3785,023	2556,105	2688,408	3487,079	3367,176	2078,493	2172,787	2075,292	2149,182
1,15	2036,635	4068,618	2676,668	2821,177	3773,084	3599,080	2128,262	2234,401	2132,022	2188,933

101

ЭНЕРГИЯ	СПЕКТР 11	СПЕКТР 12	СПЕКТР 13	СПЕКТР 14	СПЕКТР 15	СПЕКТР 16	СПЕКТР 17	СПЕКТР 18	СПЕКТР 19	СПЕКТР 20
0,10	387,077	770,844	799,087	806,803	746,136	810,112	628,780	693,012	828,885	1971,629
0,15	993,915	898,881	910,919	913,632	854,864	881,501	697,485	808,419	883,558	1977,480
0,20	1074,328	1017,771	988,901	975,450	940,388	762,038	787,204	905,818	999,492	1983,365
0,25	1162,202	1127,320	1071,096	1052,248	1028,579	849,571	847,743	1004,584	1088,025	1989,286
0,30	1253,108	1200,167	1148,528	1141,585	1109,076	941,632	939,877	1091,719	1134,377	1998,242
0,35	1331,501	1287,926	1227,007	1222,075	1191,808	1043,349	1038,892	1182,015	1194,205	2001,233
0,40	1389,802	1391,312	1302,875	1286,661	1272,513	1153,019	1142,442	1269,413	1264,309	2007,281
0,45	1446,221	1465,342	1381,038	1381,746	1355,481	1271,000	1258,874	1381,116	1339,817	2013,328
0,50	1498,586	1497,998	1459,932	1447,908	1436,311	1394,046	1381,358	1454,797	1422,122	2019,426
0,55	1548,662	1547,648	1538,186	1528,188	1523,844	1528,421	1512,851	1549,112	1508,253	2026,564
0,60	1601,548	1613,171	1613,184	1598,818	1610,389	1665,216	1646,327	1641,342	1598,152	2031,740
0,65	1653,228	1668,241	1694,269	1681,991	1700,698	1810,060	1792,581	1733,964	1690,293	2037,953
0,70	1709,219	1711,532	1781,790	1778,967	1793,952	1956,019	1950,309	1824,160	1783,514	2044,204
0,75	1766,254	1759,932	1866,940	1877,050	1889,885	2109,167	2112,696	1918,068	1878,932	2050,494
0,80	1826,586	1813,180	1947,612	1976,077	1987,212	2268,837	2274,260	2008,082	1974,999	2056,823
0,85	1886,163	1862,727	2035,019	2079,077	2089,891	2424,015	2445,595	2100,139	2074,864	2063,181
0,90	1944,867	1907,312	2129,470	2184,951	2197,818	2578,074	2623,362	2190,393	2178,767	2069,898
0,95	2002,851	1957,642	2222,916	2296,154	2307,452	2737,461	2806,684	2284,249	2280,621	2078,048
1,00	2059,527	2015,680	2313,889	2412,345	2417,283	2898,976	2991,534	2381,298	2384,844	2082,533
1,05	2117,106	2057,930	2413,728	2532,696	2534,287	3061,926	3182,598	2477,878	2481,959	2089,062
1,10	2174,718	2081,279	2524,187	2658,612	2668,860	3224,451	3375,732	2572,437	2800,979	2098,831
1,15	2237,831	2125,791	2634,212	2784,057	2785,909	3388,522	3578,980	2673,172	2712,734	2102,242

Энергетическая зависимость эффективного сечения реакции $^{103}\text{Rh}(n, n) ^{103m}\text{Rh}$
(сечения даны в миллибарвах)

Таблица 2

ЭНЕРГИЯ	СПЕКТР 1	СПЕКТР 2	СПЕКТР 3	СПЕКТР 4	СПЕКТР 5	СПЕКТР 6	СПЕКТР 7	СПЕКТР 8	СПЕКТР 9	СПЕКТР 10
0,10	670,300	111,113	445,297	418,894	319,357	270,600	595,554	527,498	583,273	421,049
0,15	648,475	145,600	407,277	444,166	343,470	303,582	615,735	557,118	610,543	493,520
0,20	647,674	355,423	512,170	471,525	369,726	339,709	636,059	594,078	634,177	557,251
0,25	777,333	377,524	511,091	479,463	377,343	379,774	657,477	625,820	657,700	617,717
0,30	719,153	415,516	551,561	527,031	427,557	423,175	680,120	650,650	680,463	662,721
0,35	731,430	433,658	572,385	557,648	460,270	470,908	702,874	676,052	702,938	710,097
0,40	744,646	464,293	593,017	584,249	495,239	521,896	725,572	701,054	724,416	757,223
0,45	753,703	497,100	517,656	623,537	514,623	577,773	749,679	724,621	746,453	793,543
0,50	773,722	579,309	647,078	660,941	575,111	637,522	775,039	746,372	768,754	814,842
0,55	770,473	577,744	571,337	693,961	620,583	711,309	800,239	769,481	791,155	835,957
0,60	316,166	644,500	712,049	736,938	670,101	767,063	825,031	794,569	813,427	854,798
0,65	323,633	712,020	743,417	778,361	723,395	837,820	850,429	821,976	836,731	876,559
0,70	441,706	775,546	771,351	824,486	773,423	912,214	876,257	857,054	859,422	930,745
0,75	461,181	841,654	333,552	370,211	842,237	988,948	901,623	821,930	833,755	929,859
0,80	831,263	995,214	374,917	915,393	912,687	1044,170	926,231	911,476	907,729	965,400
0,85	312,167	1356,511	917,344	969,265	987,735	1143,967	951,370	941,758	931,937	997,472
0,90	424,153	1151,104	969,693	1020,512	1066,536	1226,381	976,875	972,672	957,574	1025,460
0,95	426,300	1246,319	1014,176	1075,149	1155,833	1317,439	1001,640	1002,760	983,526	1056,930
1,00	772,502	1312,998	1061,093	1127,811	1257,373	1333,393	1025,435	1031,562	1009,909	1092,670
1,05	945,142	1444,935	1111,076	1186,593	1364,129	1464,441	1050,038	1061,633	1037,344	1121,167
1,10	1028,772	1551,429	1164,079	1252,577	1474,134	1549,402	1075,373	1092,932	1065,767	1141,370
1,15	1247,413	1655,754	1213,911	1314,437	1525,040	1637,693	1101,157	1123,424	1095,126	1162,480
1,20	1275,205	1771,235	1273,773	1370,230	1727,195	1728,534	1127,530	1154,267	1124,734	1183,667
1,25	113,425	1974,224	1334,775	1430,607	1343,352	1823,924	1154,347	1186,977	1155,453	1204,652
1,30	1153,674	2355,386	1395,643	1495,519	1729,520	1923,441	1182,027	1222,320	1187,286	1224,945
1,35	1164,632	2214,449	1453,355	1562,801	2144,342	2025,262	1210,281	1256,916	1219,742	1250,294
1,40	1116,778	2377,777	1523,872	1633,192	2309,825	2128,450	1239,074	1290,455	1252,933	1280,911
1,45	1233,113	2544,593	1594,671	1702,141	2475,155	2235,000	1268,650	1327,076	1286,930	1313,591
1,50	1264,596	2724,429	1665,623	1768,752	2640,162	2343,136	1298,947	1366,879	1321,312	1348,378
1,55	1391,549	2915,277	1743,747	1838,732	2829,073	2460,138	1329,928	1406,445	1358,103	1384,800
1,60	453,456	411,491	375,243	372,571	351,953	233,821	287,341	316,525	390,533	729,740
1,65	538,110	473,733	427,764	421,903	403,152	317,040	319,755	392,566	417,766	731,905
1,70	519,079	543,313	464,394	453,450	445,587	354,464	351,716	439,717	472,718	734,083
1,75	535,066	671,798	502,992	485,914	485,109	395,187	388,639	487,823	513,927	736,275
1,80	643,275	645,636	539,344	527,168	523,160	438,101	430,876	530,135	535,719	738,479
1,85	510,257	697,534	579,198	564,338	562,134	485,445	476,269	573,983	563,773	740,697
1,90	710,343	742,725	611,825	594,162	600,254	536,372	523,740	616,423	597,288	742,928
1,95	719,105	797,245	643,529	629,836	639,391	591,269	576,231	660,954	632,740	745,172
2,00	755,153	790,678	685,578	668,674	673,463	648,707	633,269	706,445	671,539	747,430
2,05	770,224	826,132	722,325	705,076	713,829	710,343	693,459	752,244	712,235	747,702
2,10	818,631	851,151	757,544	738,313	759,633	774,719	754,741	797,031	754,740	751,988
2,15	46,107	892,559	795,621	776,721	812,233	842,130	821,733	842,003	799,254	754,287
2,20	474,276	913,659	821,593	821,593	846,221	919,420	894,099	925,077	942,279	756,691
2,25	913,449	979,526	875,777	860,831	891,474	931,762	969,543	930,432	887,341	758,929
2,30	433,725	457,921	414,591	412,526	417,303	1054,277	1342,611	975,109	932,719	761,272
2,35	954,211	994,364	953,636	969,990	985,818	1127,911	1121,157	1019,921	979,732	763,628
2,40	434,937	1018,122	977,090	1003,981	1036,728	1200,251	1202,653	1063,648	1029,705	766,000
2,45	1024,643	1046,750	1043,672	1060,333	1088,443	1274,536	1286,695	1109,224	1077,742	768,366
2,50	1032,711	1076,218	1089,499	1115,988	1140,251	1348,956	1371,437	1156,350	1126,762	770,788
2,55	1132,100	1174,587	1131,476	1169,365	1195,443	1424,917	1459,028	1203,250	1176,948	773,204
2,60	1112,205	1111,251	1185,333	1226,787	1254,111	1501,567	1547,544	1249,168	1228,333	775,615
2,65	1145,377	1174,714	1237,015	1285,640	1314,135	1578,075	1639,829	1298,084	1281,110	778,082
2,70	1179,574	1173,193	1287,793	1345,794	1374,835	1652,304	1734,342	1350,132	1334,769	780,544
2,75	1214,927	1204,095	1343,336	1406,590	1440,883	1732,109	1930,253	1402,344	1389,989	783,022
2,80	1231,265	1257,137	1404,522	1457,170	1513,334	1917,716	1924,007	1454,133	1446,212	785,516
2,85	1213,323	1273,940	1463,254	1531,642	1585,634	1902,235	2020,638	1510,334	1503,519	788,026
2,90	1336,108	1311,958	1517,794	1597,852	1667,652	1934,357	2118,842	1571,451	1560,579	790,551
2,95	1345,277	1349,215	1534,493	1674,352	1747,400	2071,681	2218,466	1633,146	1620,168	793,093
3,00	1433,403	1384,965	1665,073	1750,996	1825,874	2164,270	2318,170	1694,735	1681,529	795,652
3,05	1452,173	1431,357	1751,154	1847,803	1915,632	2254,830	2423,297	1763,672	1744,775	798,227

Энергетическая зависимость эффективного сечения реакции $^{115}\text{In}(n,n)$
(сечения даны в миллибарнах)

Таблица 3

ЭНЕРГИЯ	СПЕКТР 1	СПЕКТР 2	СПЕКТР 3	СПЕКТР 4	СПЕКТР 5	СПЕКТР 6	СПЕКТР 7	СПЕКТР 8	СПЕКТР 9	СПЕКТР 10
0,53	211,923	44,742	148,545	144,067	103,223	114,507	206,413	192,535	203,321	207,638
0,55	215,944	173,251	155,738	152,459	111,331	125,964	213,124	196,545	209,233	210,194
0,60	220,505	113,190	163,479	161,092	120,277	137,774	219,727	205,016	215,126	217,996
0,65	225,235	125,083	172,057	170,333	129,344	150,483	226,477	212,077	221,152	222,340
0,70	230,309	134,774	181,685	180,201	139,902	163,845	233,355	219,851	227,293	229,716
0,75	235,555	154,805	191,330	190,399	151,169	177,583	240,111	227,559	235,343	237,141
0,80	241,143	164,704	200,871	200,821	163,820	191,139	246,677	235,183	243,878	246,205
0,85	246,774	183,601	211,071	211,974	177,299	205,454	253,364	242,391	248,444	251,385
0,90	252,753	202,344	221,941	223,891	191,444	220,274	260,151	250,373	255,251	261,537
0,95	259,374	219,333	232,843	235,111	207,463	234,334	266,746	256,736	260,141	267,348
1,00	265,458	235,912	243,613	248,483	225,688	248,477	273,083	266,168	267,392	272,663
1,05	272,197	253,837	253,090	261,745	244,846	263,934	279,640	273,427	274,342	280,415
1,10	279,213	272,390	267,243	275,962	264,595	278,294	286,382	280,203	281,912	291,083
1,15	286,495	292,629	279,847	289,716	286,297	294,153	293,243	290,000	289,524	299,457
1,20	294,160	314,473	292,326	303,380	310,317	310,470	300,234	297,329	297,460	307,870
1,25	311,925	338,032	306,432	317,182	324,456	327,604	307,413	306,269	305,584	317,222
1,30	310,089	362,482	320,423	330,944	338,397	345,679	314,785	315,388	314,703	324,402
1,35	318,554	384,020	335,053	346,860	355,610	363,768	322,309	324,315	322,587	331,861
1,40	327,350	417,712	350,300	363,320	374,595	382,303	329,982	334,269	331,350	342,670
1,45	335,468	447,738	365,118	379,425	444,270	401,442	337,853	342,405	342,342	351,953
1,50	345,329	479,610	382,407	393,372	473,887	420,865	345,421	352,888	349,511	359,376
1,55	355,737	512,102	399,655	409,461	506,189	441,831	353,172	362,397	358,177	367,185
1,60	365,489	544,421	417,909	427,456	541,106	464,785	362,598	372,399	369,341	377,925
1,65	376,156	584,369	436,766	445,353	579,188	486,279	371,282	383,546	374,171	387,109
1,70	387,340	619,295	456,136	460,617	615,973	507,919	380,230	394,806	389,548	397,749
1,75	398,725	657,558	473,797	477,892	659,218	531,124	389,387	405,272	400,261	409,665
1,80	410,674	699,463	493,715	497,134	705,372	557,288	398,755	416,342	411,311	421,605
1,85	422,853	742,253	521,457	515,005	753,437	582,043	408,403	426,688	422,457	434,444
1,90	435,174	785,389	544,312	542,339	804,042	604,917	418,342	439,460	431,281	447,014
1,95	448,100	831,128	569,925	550,966	859,422	632,395	428,533	451,835	446,281	461,218
2,00	461,412	879,060	597,613	571,507	919,911	659,551	438,375	462,500	458,671	476,570
ЭНЕРГИЯ	СПЕКТР 11	СПЕКТР 12	СПЕКТР 13	СПЕКТР 14	СПЕКТР 15	СПЕКТР 16	СПЕКТР 17	СПЕКТР 18	СПЕКТР 19	СПЕКТР 20
2,50	191,304	200,693	150,379	143,240	144,756	122,075	117,005	149,860	121,301	210,371
0,55	177,965	207,345	158,439	151,191	153,367	132,674	128,192	159,168	161,57	210,410
0,60	204,610	210,123	160,164	150,178	162,077	145,788	139,523	167,437	171,207	211,653
0,65	211,481	223,501	174,519	166,407	171,166	158,474	151,915	179,264	181,780	212,301
0,70	218,517	229,301	183,531	176,001	183,552	171,325	165,281	189,745	191,767	213,952
0,75	225,816	235,736	192,302	185,706	190,237	184,750	179,043	196,531	201,281	215,527
0,80	233,339	242,917	200,611	195,582	200,332	195,396	192,735	206,247	211,587	217,266
0,85	241,030	249,557	209,614	205,042	210,336	212,253	207,295	216,347	217,247	218,936
0,90	248,686	259,531	219,343	216,167	221,195	225,866	222,320	227,742	233,194	220,597
0,95	256,113	262,274	228,964	227,104	232,255	239,345	237,856	237,761	244,322	222,264
1,00	263,175	273,051	238,319	239,964	243,287	253,831	251,521	246,114	255,487	223,945
1,05	270,538	275,710	248,623	250,571	255,052	268,144	264,713	258,492	266,963	225,595
1,10	279,123	278,636	259,994	262,831	267,560	282,568	269,081	268,777	275,642	227,300
1,15	288,207	284,821	271,334	275,439	280,387	296,966	303,136	279,662	286,614	228,996
1,20	294,837	293,680	281,473	289,327	293,333	310,934	320,730	291,157	302,764	229,521
1,25	313,573	302,159	294,655	301,352	307,430	325,952	338,337	302,329	315,291	229,296
1,30	312,756	310,481	303,076	314,341	322,824	342,061	355,659	314,575	328,067	229,095
1,35	322,634	319,487	320,958	326,145	338,315	357,375	373,532	327,220	341,521	229,787
1,40	331,461	329,259	331,919	342,721	353,680	373,421	391,635	340,854	354,338	229,507
1,45	341,486	338,537	347,551	356,761	370,696	399,554	410,192	354,837	367,327	229,223
1,50	352,140	347,329	363,227	370,424	389,577	407,277	428,533	368,478	381,447	228,943
1,55	363,173	357,407	384,110	395,879	408,725	424,695	447,412	384,689	395,430	228,658
1,60	374,583	369,201	404,487	417,474	427,923	441,872	466,803	402,175	411,621	228,397
1,65	386,523	383,571	425,335	440,697	448,503	460,208	485,764	420,129	424,851	228,131
1,70	399,359	391,470	445,910	465,178	470,721	479,732	504,416	438,493	440,071	227,870
1,75	411,793	403,779	477,663	492,521	492,532	499,219	522,785	458,643	455,602	227,614
1,80	424,680	417,667	503,981	521,149	513,697	518,239	542,717	480,843	471,361	227,363
1,85	438,018	430,347	532,862	550,305	538,165	538,034	561,474	503,596	487,641	227,117
1,90	451,774	441,654	564,642	579,671	559,993	560,541	582,073	525,752	504,451	226,875
1,95	465,916	452,480	597,442	610,076	583,284	582,013	602,412	552,173	521,510	226,629
2,00	480,123	462,515	631,909	641,156	607,529	602,692	621,887	580,262	536,767	226,380

Энергетическая зависимость эффективного сечения реакции $\sigma_{\text{эфф}}$ (сечения даны в Миллибарх)

ЭНЕРГИЯ	СПЕКТР 1	СПЕКТР 2	СПЕКТР 3	СПЕКТР 4	СПЕКТР 5	СПЕКТР 6	СПЕКТР 7	СПЕКТР 8	СПЕКТР 9	СПЕКТР 10
2,00	265,427	213,712	247,459	314,854	225,742	258,102	310,867	270,130	289,967	278,251
2,05	273,531	231,496	254,149	324,655	242,255	268,710	318,434	278,042	293,583	281,449
2,10	281,866	245,171	270,201	335,853	258,298	278,052	325,256	287,114	301,379	289,417
2,15	290,537	254,542	282,521	345,454	274,364	289,182	334,171	295,440	310,343	298,198
2,20	299,550	274,578	295,614	355,697	292,369	302,452	342,193	304,530	319,978	303,161
2,25	308,832	290,401	308,744	366,215	312,200	314,356	350,429	314,453	327,839	310,261
2,30	319,474	306,923	321,645	377,621	328,328	324,407	358,474	322,517	335,919	317,474
2,35	324,478	324,136	336,315	388,243	347,171	336,808	367,482	330,626	345,317	325,164
2,40	333,838	342,738	351,215	397,426	366,923	352,024	375,246	347,052	355,744	333,470
2,45	344,576	352,240	366,622	408,279	385,211	365,234	385,212	359,967	365,992	342,350
2,50	350,701	362,190	382,291	419,312	405,545	375,927	394,376	374,111	375,149	351,714
2,55	372,234	381,440	398,457	425,717	425,717	389,526	403,726	387,639	386,692	352,194
2,60	384,182	402,211	415,181	441,170	445,544	416,714	413,236	400,956	397,634	373,910
2,65	395,368	419,401	432,304	452,371	467,855	421,763	423,083	415,724	406,822	386,140
2,70	404,401	472,754	444,732	463,661	489,634	433,268	431,284	432,527	420,342	398,659
2,75	422,709	497,665	457,883	475,265	511,149	448,827	443,063	448,115	432,102	412,441
2,80	439,490	524,101	470,687	486,322	535,379	459,297	454,223	453,541	444,419	427,655
2,85	459,763	551,135	503,727	498,076	558,139	468,369	465,168	460,526	457,714	443,206
2,90	480,591	579,100	524,845	509,924	581,525	496,333	476,594	459,345	469,672	459,230
2,95	480,447	608,792	544,132	521,611	605,633	510,376	488,131	477,228	483,236	476,554
3,00	496,657	639,401	564,201	533,067	629,258	529,258	499,770	487,037	497,125	485,354
3,05	513,356	671,328	584,395	544,884	655,366	547,626	511,913	507,360	511,332	514,401
3,10	530,452	702,626	604,865	557,064	680,325	569,212	524,599	515,486	525,838	533,614
3,15	543,162	735,877	625,009	569,195	707,037	585,694	537,505	529,728	540,924	554,459
3,20	566,554	771,087	647,712	581,240	735,627	606,081	549,986	540,426	556,553	577,050
3,25	583,611	806,728	669,405	593,609	764,611	626,750	563,237	613,373	572,567	599,262
3,30	603,358	842,462	692,525	606,307	793,511	647,598	577,087	630,579	588,347	626,942
3,35	625,841	879,812	715,761	619,911	824,958	669,347	590,948	646,211	605,962	643,248
3,40	547,359	918,656	739,593	631,367	858,232	692,170	604,782	666,234	623,666	666,003
3,45	563,040	958,167	753,727	644,181	891,640	715,291	619,173	684,707	641,839	684,159
3,50	671,713	1000,323	789,841	657,364	925,778	738,670	634,130	703,609	660,376	712,612
3,55	715,541	1039,440	812,992	670,376	961,350	763,141	649,236	722,942	679,666	730,320
ЭНЕРГИЯ	СПЕКТР 11	СПЕКТР 12	СПЕКТР 13	СПЕКТР 14	СПЕКТР 15	СПЕКТР 16	СПЕКТР 17	СПЕКТР 18	СПЕКТР 19	СПЕКТР 20
2,00	263,257	271,323	251,404	230,911	254,854	266,377	261,086	246,942	261,153	233,578
2,05	271,305	276,498	244,366	242,954	276,477	273,083	258,262	269,860	269,860	233,028
2,10	279,500	282,902	251,261	252,729	275,773	287,637	278,640	269,392	273,899	236,426
2,15	288,267	289,900	274,177	270,759	286,772	298,624	288,264	261,543	263,875	237,957
2,20	297,766	297,520	283,404	288,763	297,846	309,387	296,864	294,333	297,396	239,437
2,25	307,505	305,725	304,549	307,589	309,880	320,493	306,387	305,332	308,087	240,927
2,30	317,717	314,603	322,746	327,417	323,045	331,814	316,105	320,749	318,553	242,426
2,35	324,457	323,401	341,368	347,944	335,983	343,572	326,324	335,077	329,423	243,410
2,40	339,786	333,660	360,155	369,064	348,479	355,753	337,369	350,521	340,718	245,457
2,45	351,304	344,145	381,152	389,337	362,502	368,243	348,133	360,025	352,423	246,987
2,50	362,485	355,446	404,880	408,033	379,316	381,911	359,576	361,509	364,546	248,529
2,55	375,323	367,277	427,385	427,647	393,653	394,254	371,572	377,313	377,117	250,031
2,60	387,382	379,678	447,687	447,942	409,219	407,966	384,179	413,323	393,146	251,644
2,65	400,189	392,919	470,332	467,841	424,722	422,059	397,206	430,747	403,567	253,217
2,70	414,465	407,122	495,551	487,325	443,497	436,534	410,640	447,399	417,359	254,802
2,75	427,455	421,645	518,217	507,180	461,416	451,469	424,850	465,445	431,702	256,396
2,80	442,465	436,614	537,660	527,246	478,075	466,954	439,742	483,293	446,549	258,005
2,85	457,478	452,523	556,644	547,392	496,450	482,784	455,465	501,478	461,966	259,623
2,90	474,200	469,533	574,325	567,348	513,448	498,924	471,523	519,387	477,795	261,253
2,95	491,303	486,767	593,678	588,244	537,783	515,459	488,587	538,083	494,148	262,895
3,00	509,355	504,162	614,637	610,046	554,502	532,424	506,733	557,776	511,010	264,546
3,05	527,784	522,388	630,963	632,075	572,113	549,243	525,605	577,145	528,351	266,213
3,10	546,577	541,483	650,802	654,218	590,297	565,672	545,197	596,061	546,160	267,890
3,15	565,798	560,448	670,465	677,121	608,819	583,460	566,149	616,827	564,499	269,574
3,20	585,392	574,311	714,263	700,734	627,620	602,761	588,671	637,562	583,298	271,283
3,25	605,334	598,381	742,520	724,838	647,013	621,621	611,385	659,324	603,358	272,994
3,30	625,484	617,602	771,244	749,628	666,370	639,863	634,128	681,171	624,197	274,720
3,35	646,524	636,883	799,575	774,876	687,189	659,031	653,448	703,530	645,777	276,454
3,40	668,487	655,408	827,151	800,560	707,543	681,032	674,477	726,321	667,859	278,211
3,45	690,621	674,976	853,337	826,637	729,065	702,598	702,598	749,562	691,104	279,975
3,50	712,302	695,310	877,504	853,917	751,787	724,335	726,335	773,314	715,806	281,753
3,55	730,934	719,272	902,204	877,511	775,053	747,344	749,824	797,181	740,976	283,544

энергетическая зависимость эффективного сечения реакции $^{22}\text{S}(n,p)$
(сечения даны в миллибарнах)

Таблица 5

ЭНЕРГИЯ	СПЕКТР 1	СПЕКТР 2	СПЕКТР 3	СПЕКТР 4	СПЕКТР 5	СПЕКТР 6	СПЕКТР 7	СПЕКТР 8	СПЕКТР 9	СПЕКТР 10
2,00	155,732	112,601	133,714	176,924	117,133	146,700	103,387	150,720	100,300	107,250
2,05	161,499	114,246	141,010	142,549	125,140	152,737	107,305	160,363	103,330	107,140
2,10	166,434	126,240	146,334	128,611	133,387	150,348	102,400	155,375	100,310	107,960
2,15	171,359	133,043	156,345	147,716	142,345	164,427	107,135	170,693	103,257	107,432
2,20	176,864	141,438	163,325	149,875	151,035	171,472	101,808	175,647	103,356	107,027
2,25	182,362	149,533	170,604	200,745	163,277	174,741	200,725	171,341	103,589	107,190
2,30	188,057	158,044	177,540	212,192	177,540	184,456	211,738	187,124	100,431	107,431
2,35	193,163	167,120	185,048	213,163	179,345	191,506	216,780	194,302	104,494	107,969
2,40	200,080	176,651	194,044	223,604	189,343	200,158	221,456	207,497	213,243	107,826
2,45	206,421	186,543	202,573	227,433	199,512	207,672	227,246	207,582	216,112	107,514
2,50	212,990	196,871	211,199	230,621	209,594	213,893	232,653	215,745	222,116	107,543
2,55	219,800	207,442	220,147	241,733	219,323	221,482	238,167	223,562	228,341	107,694
2,60	226,856	218,549	229,346	247,907	230,601	231,330	243,777	231,231	234,803	107,574
2,65	234,170	231,470	238,849	257,143	241,543	239,812	249,586	239,777	241,409	107,701
2,70	241,747	243,522	248,475	260,655	252,924	246,347	255,504	247,467	243,153	107,306
2,75	249,604	256,321	259,492	267,064	264,433	255,230	261,731	250,711	255,150	107,194
2,80	257,743	269,470	269,887	273,336	276,312	266,839	267,457	257,316	262,424	107,106
2,85	266,183	284,024	279,412	279,881	288,329	275,477	274,425	277,113	269,806	107,287
2,90	274,927	299,433	289,022	286,538	300,404	282,154	281,154	280,325	277,454	107,677
2,95	283,944	313,545	303,740	293,100	312,663	289,480	287,962	290,277	285,350	107,850
3,00	293,389	329,614	311,714	299,543	325,638	300,732	294,826	300,514	293,502	107,394
3,05	303,132	345,805	322,376	306,106	338,555	311,370	301,189	310,770	301,940	107,105
3,10	313,220	361,430	334,190	313,027	351,443	321,944	309,473	324,954	310,507	107,403
3,15	323,690	377,030	345,807	319,944	365,247	333,010	316,960	334,350	319,403	107,517
3,20	334,545	392,145	357,857	326,613	380,017	344,814	324,449	343,451	328,642	107,849
3,25	345,747	407,554	370,121	333,503	394,949	356,366	332,266	353,724	338,105	107,404
3,30	357,458	423,900	382,610	340,648	410,374	368,220	340,437	363,646	347,767	107,340
3,35	369,553	441,210	395,454	347,780	426,169	380,514	348,614	373,815	357,820	107,739
3,40	382,088	459,204	408,621	354,733	443,353	393,293	356,775	384,208	368,274	107,102
3,45	395,191	477,501	421,955	361,401	460,740	406,704	365,264	394,661	378,927	107,700
3,50	408,568	496,042	435,349	368,388	478,246	420,303	374,328	405,762	389,751	107,472
3,55	422,349	515,420	449,104	376,000	495,623	433,916	383,024	416,922	401,342	107,395
ЭНЕРГИЯ	СПЕКТР 11	СПЕКТР 12	СПЕКТР 13	СПЕКТР 14	СПЕКТР 15	СПЕКТР 16	СПЕКТР 17	СПЕКТР 18	СПЕКТР 19	СПЕКТР 20
2,00	153,071	107,401	121,840	122,310	142,741	102,141	101,338	107,416	102,373	107,846
2,05	159,307	109,554	123,953	128,645	148,393	107,310	105,337	108,715	107,353	107,826
2,10	165,152	109,301	130,317	135,401	154,457	104,234	100,622	109,409	102,625	107,761
2,15	171,281	109,330	144,631	143,433	160,617	107,559	105,472	106,671	108,093	107,703
2,20	177,774	109,445	152,194	152,946	166,819	107,707	107,341	104,067	107,701	107,651
2,25	184,503	109,637	160,711	162,420	173,560	103,044	106,833	107,411	107,645	107,606
2,30	191,460	109,824	170,314	170,422	180,933	109,515	102,446	107,399	105,748	107,567
2,35	198,733	109,257	181,141	180,245	188,183	106,231	108,344	106,461	102,349	107,535
2,40	206,443	109,459	192,056	195,401	195,178	203,188	104,546	105,055	108,572	107,509
2,45	214,504	201,030	201,140	206,245	203,032	210,322	200,444	203,083	205,493	107,490
2,50	211,835	207,684	213,600	216,156	211,840	217,614	207,536	212,299	212,566	107,478
2,55	218,912	214,001	225,522	226,537	220,480	225,178	214,460	221,205	219,096	107,473
2,60	226,120	221,847	236,240	237,238	228,638	233,010	221,737	230,337	227,494	107,475
2,65	233,502	229,584	248,196	247,026	237,391	241,059	229,255	239,699	235,319	107,463
2,70	241,310	237,883	261,493	258,120	248,337	249,304	237,009	249,243	243,301	107,494
2,75	249,513	249,393	273,404	268,636	258,433	257,856	245,211	254,037	251,725	107,322
2,80	258,340	255,110	283,725	274,265	267,763	266,701	253,399	260,430	260,411	107,552
2,85	267,335	264,411	293,743	289,935	278,340	275,745	262,831	274,259	269,372	107,589
2,90	276,808	274,350	303,073	300,505	290,376	284,950	272,152	269,333	278,602	107,534
2,95	286,783	284,420	313,286	311,573	301,205	294,404	281,733	294,762	290,137	107,626
3,00	297,320	294,584	324,346	320,121	310,569	304,094	292,459	310,367	297,769	107,745
3,05	308,183	305,233	335,128	329,739	320,431	313,703	303,363	321,165	308,081	107,812
3,10	319,053	316,391	346,707	340,517	330,017	323,034	314,572	332,025	318,465	107,887
3,15	330,212	327,531	358,201	358,648	340,941	333,243	326,704	343,247	329,159	107,970
3,20	341,710	338,434	370,914	371,140	351,522	344,267	339,763	354,786	340,115	107,060
3,25	353,351	349,630	383,449	383,449	362,378	355,039	352,873	366,712	351,731	107,154
3,30	365,113	360,867	397,014	397,014	373,561	365,456	366,000	379,053	363,769	107,265
3,35	377,344	372,310	411,438	411,438	384,885	376,743	380,037	391,556	375,202	107,320
3,40	390,210	382,457	426,447	426,447	396,255	388,455	395,072	404,172	389,427	107,350
3,45	403,135	394,377	440,304	440,304	408,340	401,284	410,113	417,111	403,020	107,633
3,50	416,085	407,172	453,064	453,064	421,166	413,732	423,323	430,323	417,382	107,773
3,55	429,580	418,124	465,124	465,124	434,037	426,846	440,837	443,503	432,074	107,921

Таблица 6

№	Реакция	$E_{эфф}$, МэВ	$\bar{\sigma}_{эфф}$, мбарн	$\bar{\sigma}_{эфф}$, %	$\bar{\sigma}$, мбарн	Литературный источник дан- ных по сечению
1	$Np^{239}(n, f)$	0,58	1560	2,2	1305	[3]
2	$Rh^{103}(n, n') Rh^{103m}$	0,7	920	7	713	[4]
3	$In^{115}(n, n') In^{115m}$	1,15	286	5	188	[5]
4	$Ni^{58}(n, p) Co^{58}$	2,35	335	4	106	[6]
5	$S^{32}(n, p) P^{32}$	2,70	246	5	62,3	[7]
		3,0 ^{жж}	306	5,6		

ж. Значение сечения реакции, усредненного по спектру нейтронов деления U^{235} в представлении Ватта.

жж. Значение $E_{эфф}$, равное 3,0 МэВ, используется при решении некоторых прикладных задач нейтронов физики.

Основная причина некоторого отличия результатов данной работы от результатов работы [1] заключается в том, что в [1] в качестве тестовых спектров были использованы в основном спектры нейтронных пучков, прошедших слой различных веществ, в то время как в настоящей работе предпочтение отдано спектрам в активной зоне и отражателе ядерных реакторов различного типа. При этом авторы исходили из предпосылки, что метод эффективных порогов и сечений находит основное применение во внутриреакторной спектрометрии. Из анализа результатов данной работы следует, что рекомендованные в таблице 6 значения $E_{эфф}$ и $\bar{\sigma}_{эфф}$ удовлетворяют практически любым реакторным спектрам в пределах указанной погрешности, что не всегда можно утверждать для спектров нейтронных пучков, проходящих слой вещества. Это наглядно видно на примере реакции $Ni^{58}(n, p) Co^{58}$ (табл. 4 и рис. 4). Здесь спектры нейтронных пучков после прохождения слоя углерода (спектр 4) и полиэтилена (спектр 7) дали значение $\bar{\sigma}_{эфф}$, отличающееся от рекомендованного более, чем это определено погрешностью.

В дальнейшем авторы предполагают провести аналогичное уточнение для всех реакций, перечисленных в работе [1].

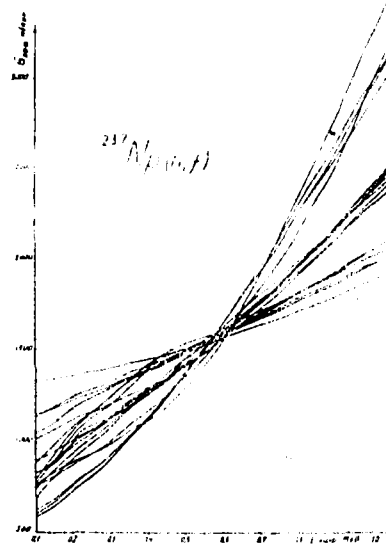


Рис. 1. Энергетическая зависимость эффективного сечения реакции $^{237}\text{Np}(n, f)$

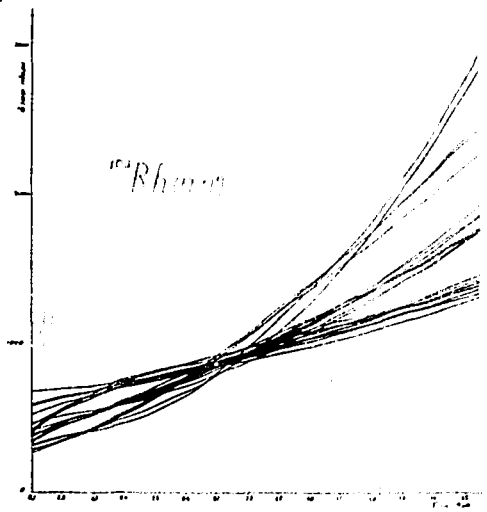


Рис. 2. Энергетическая зависимость эффективного сечения реакции $^{103}\text{Rh}(n, n')^{103m}\text{Rh}$

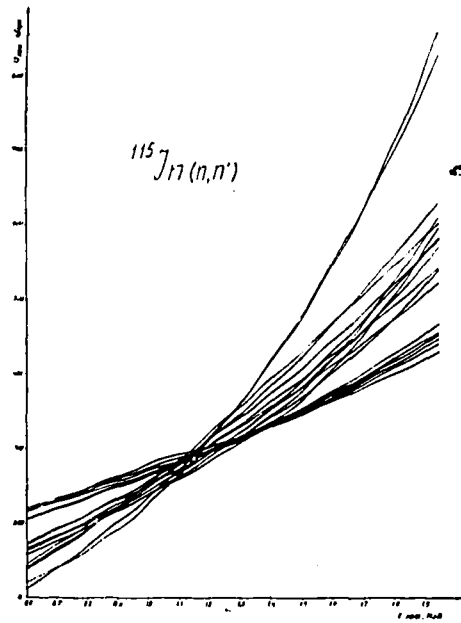


Рис. 3. Энергетическая зависимость эффективного сечения реакции $^{115}\text{In}(n,n')^{115m}\text{In}$

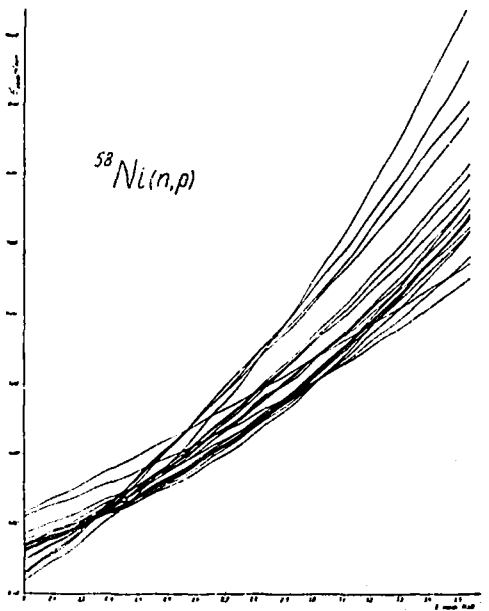


Рис. 4. Энергетическая зависимость эффективного сечения реакции $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$

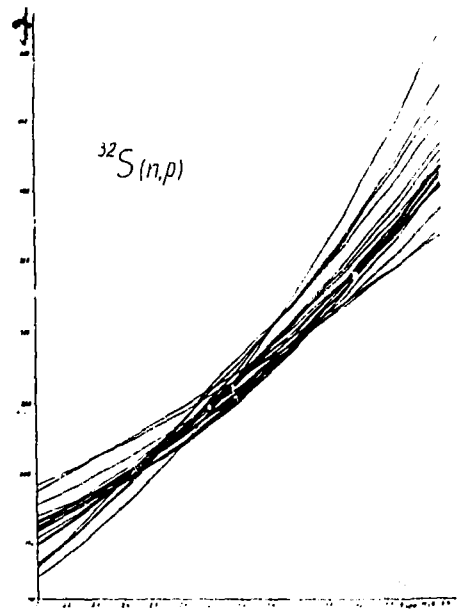


Рис. 5. Энергетическая зависимость эффективного сечения реакции $^{32}\text{S}(n,p)^{32}\text{P}$

ЛИТЕРАТУРА

1. Е.А.Краммер-Агеев и др. В сб. "Ядерные константы", вып. 7, М., Атомиздат, 1971, стр. 464.
2. Р.Д.Васильев и др. Статья в настоящем сборнике. "Библиотека нейтронных спектров ядерных реакторов".
3. M.L.Havey. *Phil. Sci. and Eng.*, 32 (1968) 35.
4. J.F.Buttler and D.C.Santry. *Neutron Cross Section and Technology*. Vol. 2, Washington, 1968, p.803.
5. A.Fabry et al. *Implication of Fundamental Integral Measurements on High-Energy Nuclear Data for Reactor Physics*. Vienna, IAEA, 1970, p.535.
6. W.Köhler. IAEA/RL/10. Vienna, 1971.
7. *Neutron Fluence Measurements*. Technical Reports Series, No. 107, Vienna, IAEA, 1970.

СОДЕРЖАНИЕ

Глава 1. ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЕ КОНСТАНТЫ

1. А.Н.Давлетшин, В.А.Толстикова. Оценка относительных сечений радиационного захвата U^{238} и сечению деления U^{235} ... 3
2. А.В.Кудрявцева, А.А.Кутузов, Л.П.Хамьянов. Гамма-излучение при захвате нейтронов на изотопах..... 23
3. А.Г.Довбенко, Г.Г.Зайкин, А.В.Игнатюк и др. Изучение реакции $Zr^{68}(n, \gamma)Zr^{69}$ 44
4. А.В.Игнатюк, В.П.Лунев, В.С.Шорин. Расчеты сечений рассеяния нейтронов коллективными состояниями ядер методом связанных каналов..... 59
5. Е.М.Сапрыкин, А.А.Лукьянов. Учет прямого процесса в наблюдаемых спектрах неупруго рассеянных нейтронов..... 115

Глава 2. РЕАКТОРНЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

6. Ю.Л.Цоглин, С.С.Огородник, В.Л.Полов. Определение поглощенной дозы, обусловленной рассеянием нейтронов в материалах, облучаемых в ядерных реакторах..... 127
7. Ю.Ю.Васильев, В.Н.Гурин. Уточнение нейтронно-физических параметров гомогенных смесей плутония-239 с водой и водных растворов нитрата плутония-239..... 134
8. Р.Д.Васильев, Е.И.Григорьев, Г.Б.Тарновский. Библиотека нейтронных спектров ядерных реакторов..... 140

Глава 3. ВОПРОСЫ ПРОГРАММИРОВАНИЯ, ИНФОРМАЦИИ И СТАНДАРТИЗАЦИИ

9. Р.Д.Васильев, Е.И.Григорьев, Г.Б.Тарновский, В.П.Ярина. Уточнение значений эффективных порогов и сечений некоторых реакций активации быстрыми нейтронами..... 159

Вопросы атомной науки и техники

Серия: Ядерные константы
Выпуск 13

Подписано в печать 6/У 1974 г. Форм. бум. 60 x 90 1/8
Бумага офсетная № 2 Уч.-изд.л. 17 Тираж 350 экз. Зак.тип. № 554
Цена 1р. 70к. Т-08835

Отпечатано на ротапринтере ЦНИИатоминформа
119146, Москва, Г-146, аб/ящ 584