

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:

ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ

ВЫПУСК 2(29)

1978

Главный редактор В. А. КУЗНЕЦОВ

Редакционная коллегия: А. А. Абагян, А. Ф. Алябьев, Б. Г. Дубовский, В. Г. Заграфов, Ю. С. Замятин, О. Д. Казачковский, Д. А. Кардашев (ответственный секретарь), И. Г. Морозов, В. И. Мостовой, П. Э. Немировский, М. Н. Николаев, В. В. Орлов, К. А. Петржак, С. И. Сухоручкин, Л. Н. Усачев (заместитель главного редактора)

© Центральный научно-исследовательский институт информации и технико-экономических исследований по атомной науке и технике (ЦНИИАтоминформ), 1978

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

Серия: Ядерные константы

Выпуск 2 (29)

1978

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

СОДЕРЖАНИЕ

Табин В.В., Юдзевич М.С. Расчет нейтронных сечений по оцененным резонансным параметрам _____	2
Бычков В.М., Пашенко А.Б., Пляскин В.И. Расчеты сечений реакции ($n, 2n$) и спектров неупругого рассеяния нейтронов в области массовых чисел 50-200 _____	7
Коньшин В.А., Марков В.Ф., Суховицкий Е.Ш. Оценка $\alpha(^{235}\text{U})$ в энергетической области 0,1-1000 кэВ _____	17
Виноградов В.Н., Гай Е.В., Работнов Н.С. Учет функции разрешения в резонансном анализе на основе приближения Паде _____	37
Николаев М.Н., Савоськин М.М. Об учете анизотропии рассеяния при расчете констант многогруппового уравнения переноса нейтронов _____	41
Гурин В.Н., Миронович Ю.Н., Поплавко А.М. Оценка экономии водяного и кадмий-водяного отражателей для однородных уран-водных систем _____	55
Васильев Ю.Ю., Гурин В.Н., Анализ двухзонных размножающих систем в диффузионном приближении _____	57
Козловцев В.Г. Начальные условия в осцилляторном методе измерения возмущений реактивности _____	61
Лбов А.А. Выходы и характеристики продуктов тройного деления тяжелых ядер _____	70

УДК 539.172.4

РАСЧЕТ НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ ПО ОЦЕНЕННЫМ РЕЗОНАНСНЫМ ПАРАМЕТРАМ

В.В. Тебин, М.С. Юдкевич

THE CALCULATION OF NEUTRON CROSS SECTION ON EVALUATED RESONANCE PARAMETERS. The description of the resonance parameter library and the CROS program which allows to obtain neutron cross-section in the range of resolved resonances is presented. The calculation is done according to the formalism being used in the course of evaluating the resonance parameters. Comparison between evaluation of various authors on group cross-section for the main fissile isotopes is given.

1. Введение

В настоящее время существуют подробные библиотеки оцененных данных о характеристиках взаимодействия нейтронов с различными ядрами, например, английская библиотека UKNDL [1], библиотека системы СОКРАТОР [2] и т.п. В этих библиотеках сечения приведены при одной, обычно, комнатной температуре. При реальных же нейтронно-физических расчетах в резонансной области энергий необходимо учитывать температурную зависимость сечений, обусловленную доплеровским уширением резонансов. В этом случае приходится прибегать к расчетам, используя те или иные теоретические модели для восстановления детальной зависимости сечений от энергии.

В настоящей работе приводится описание библиотеки параметров разрешенных резонансов и программы CROS (язык ФОРТРАН-IV), с помощью которой можно получить значения полного и парциальных сечений в заданной энергетической точке.

Для некоторых изотопов были рассмотрены оценки параметров, выполненные различными авторами, что позволило исключить случайные ошибки в резонансных параметрах. Проведено сравнение средних групповых сечений, полученных на основе программы CROS с данными работ [1, 3, 4].

При составлении программы CROS особое внимание было уделено ее быстродействию. Достигнутая скорость расчета (0,01 с в одной энергетической точке, рассчитанная на ЭВМ БЭСМ-6) позволила использовать CROS в расчетах методом Монте-Карло, непосредственно генерируя сечения при каждом столкновении. Кроме того, CROS используется в программах расчета групповых сечений, коэффициентов резонансной самоэкранировки, подгрупповых параметров и т.п.

2. Программа CROS

При обработке экспериментальной информации в целях получения резонансных параметров, как правило, не удается полностью учесть различные интерференционные и температурные эффекты. Поэтому, обычно, подбирают эффективные параметры, которые в рамках того или иного приближенного способа расчета сечений дают возможность правильно восстановить экспериментальную зависимость сечений от энергии.

Способ параметризации определяется тем, как близко по энергии расположены резонансы одного квантового состояния. При далеко отстоящих резонансах (ширина резонансов много меньше расстояния между резонансами) интерференция между ними невелика и вклад соседних резонансов можно учитывать с помощью одноуровневого формализма Брейта-Вигнера. Если ширина резонансов порядка расстояния между резонансами, то интерференцию между резонансами можно учитывать с помощью фор-

максимума Адлер-Адлера. В этом случае сечения выражаются или через многоуровневые параметры Каку-ра-Пайерса [5], или через одноуровневые параметры с учетом интерференции в некотором приближении [6].

В программе SROS расчет сечений для каждого изотопа производится строго в соответствии с формализмом, использованным при оценке резонансных параметров. Выбор соответствующего формализма производится автоматически внутри программы. В табл. I принята следующая нумерация способов расчета:

Таблица I

Состав библиотеки резонансных параметров программы SROS

№ п/п	Изотоп	E_{max} , эВ	Число резонансов	Способ расчета	Источник
1	^{54}Fe	5,0 10 ⁵	45	2	8
2	^{56}Fe	5,0 10 ⁵	55	2	8
3	^{57}Fe	1,5 10 ⁵	21	2	8
4	^{55}Mn	2,5 10 ⁴	14	2	8
5	^{93}Nb	7000	189	2	8
6	^{103}Rh	500	48	2	8
7	^{107}Ag	2500	75	3	8
8	^{109}Ag	2500	81	2	8
9	^{113}Cd	1000	27	2	8
10	^{115}In	100	22	2	8
11	^{135}Xe	100	1	2	8
12	^{149}Sm	250	88	2	8
13	^{151}Sm	15	11	2	8
14	^{151}Eu	100	105	2	8
15	^{158}Eu	100	72	2	15
16	^{155}Gd	180	92	2	8
17	^{157}Gd	300	56	2	8
18	^{160}Dy	80	4	2	8
19	^{161}Dy	100	44	2	8
20	^{162}Dy	800	16	2	8
21	^{163}Dy	1000	112	2	8
22	^{164}Dy	1000	8	2	8
23	^{175}Lu	50	16	2	8
-	^{175}Lu	200	53	2	16 ^x
24	^{176}Lu	50	20	2	8
25	^{182}W	1000	16	2	8
26	^{183}W	500	46	2	8
27	^{184}W	1000	12	2	8
28	^{186}W	1000	12	2	8
29	^{197}Au	2000	127	3	8
30	^{232}Th	21500	351	2	8
31	^{238}U	60	70	5	5
32	^{235}U	100	143	5	5 ^x
-	^{235}U	150	209	5	10
33	^{236}U	700	54	2	8
34	^{238}U	5700	480	4	12
35	^{239}Pu	500	211	1	11 ^x
-	^{239}Pu	600	255	2	8
36	^{240}Pu	1000	70	4	13

^x Рекомендованные оценки.

- 1 - формализм Брейта-Вигнера без учета интерференции между потенциальным и резонансным рассеянием;
- 2 - формализм Брейта-Вигнера с учетом интерференции;
- 3 - формализм Брейта-Вигнера с добавлением плавно меняющейся от энергии функции;
- 4 - формализм Адлер-Адлера с учетом интерференции между резонансами в первом приближении;
- 5 - расчет по многоуровневым параметрам Капура-Пайерлса.

Программа организована таким образом, что скорость расчета сечений не зависит от способа расчета.

Форма резонансов описывается доплеровскими функциями ψ и χ , куда входит зависимость от температуры среды. Функции ψ и χ рассчитываются согласно алгоритму, предложенному в работе [7]. Данный алгоритм обеспечивает необходимую точность и скорость расчета.

3. Библиотека резонансных параметров

За основу библиотеки взяты резонансные параметры, приведенные в работе [8], кроме того, для некоторых изотопов указаны более поздние оценки, выполненные другими авторами. Библиотека резонансных параметров в формате библиотеки СОКРАТОР записана на магнитную ленту ЭВМ БЭСМ-6 в виде образов текстовых карт [2]. Запись проведена через редактор текстов, входящий в математическое обеспечение БЭСМ-6 [9]. Такая запись позволяет легко вносить в библиотеку различные временные или постоянные изменения и дополнения. При работе программы СРОС информация о резонансных параметрах задается в бинарной форме. Перевод библиотеки из текстового вида в бинарный и последующая запись на магнитную ленту в рабочем формате приводятся в случае изменений в текстовой библиотеке.

В настоящее время библиотека содержит информацию о 36 изотопах; их перечень приведен в табл. I. Проводится дальнейшее расширение библиотеки.

4. Сравнение различных оценок

Выбор общего критерия для сравнения качества резонансных параметров, полученных разными авторами, представляет определенные трудности, так как в каждом конкретном случае обрабатываются различные наборы экспериментальных данных, причем иногда с привлечением различных формализмов или их модификаций. В настоящей работе проведено сравнение по групповым сечениям, усредненным с весом $1/E$ в пределах 26-группового разбиения [4], оценок резонансных параметров, имеющихся в библиотеке СРОС, с библиотеками оцененных данных [1, 3]. Кроме того, приводятся сечения, полученные по подгрупповым параметрам работы [4] (табл. 2-5). Сечения во всех случаях рассчитаны при температуре 293 К.

Средние групповые сечения ^{235}U по данным разных авторов, б

Таблица 2

№ группы	Границы группы, эВ	σ_c					σ_f					σ_t				
		[5] ^x	[10]	[1]	[3]	[4]	[5] ^x	[10]	[1]	[3]	[4]	[5] ^x	[10]	[1]	[3]	[4]
25	0,215-0,465	34,5	38,7	35,0	36,4	36,0	153	159	156	177	155	199	199	207	210	205
24	0,465-1,0	7,6	11,0	7,8	7,53	8,0	64,6	73,2	64,8	67,5	64,0	83,8	85,0	85,6	88,0	84
23	1,0-2,15	12,1	10,4	14,4	12,3	12,1	35,0	30,5	35,1	36,4	35,3	58,7	47,8	56,1	61,3	59,5
22	2,15-4,65	7,2	7,0	7,4	7,0	7,0	17,0	14,1	16,7	17,1	17,2	35,9	27,6	43,3	35,6	36,0
21	4,65-10	36,8	41,1	37,8	37,0	37,0	46,3	42,2	46,5	47,7	45,1	94,7	91,0	94,8	96,1	94,1
20	10-21,5	43,3	45,6	43,8	44,8	41,8	48,8	49,0	49,7	51,1	49,8	104	104	105	108	104
19	21,5-46,5	23,4	29,1	28,7	24,0	23,9	41,4	46,7	43,5	43,1	44,8	76,6	84,6	72,2	89,2	78,9
18	46,5-100	15,7	16,7	13,8	13,0	15,8	34,4	33,6	34,3	34,1	34,3	61,8	57,8	59,7	51,9	62,4

^x Рекомендованные оценки при расчете по программе СРОС.

Таблица 3

Средние групповые сечения ^{239}Pu , по данным разных авторов, б

№ групп-пы	Границы группы, эВ	σ_c				σ_f				σ_t						
		[11]	[8]	[1]	[3]	[4]	[11]	[8]	[1]	[3]	[4]	[11]	[8]	[1]	[3]	[4]
25	0,215-0,465	1087	960	1093	1092	1071	1655	1475	1645	1630	1579	2760	2450	2756	2747	2680
24	0,465-1,0	39,5	33,4	41,6	46,5	41,0	91,5	60,0	98,3	106	79,0	141	102	152	158	132
23	1,0-2,15	4,0	2,5	5,3	7,7	3,0	21,6	9,8	23,6	24,2	24,0	35,6	19,7	39,5	43,5	38,0
22	2,15-4,65	1,2	0,75	2,6	1,04	0,9	11,3	5,4	11,7	11,6	11,0	22,9	13,0	23,5	22,6	22
21	4,65-10	22,9	25,3	29,2	29,0	25,3	35,2	34,0	34,3	33,5	33,5	68,8	65,5	72,3	72,2	69,5
20	10-21,5	62,6	72,0	71,0	71,1	67,0	97,0	101	105	105	105	172	183	188	190	186
19	21,5-46,5	32,3	33,8	29,1	35,2	32,1	20,3	24,0	26,1	22,7	21,1	66,0	68,0	72,6	73,0	68,5
18	46,5-100	35,7	33,3	34,1	37,3	47,6	60,4	64,0	53,8	56,7	55,6	114	115	108	118	78,7
17	100-215	14,8	14,4	17,0	16,5	14,9	19,2	19,5	23,4	19,0	17,8	48,7	48,0	53,8	53,0	47,8
16	215-465	11,2	10,6	12,1	12,1	11,1	12,9	13,0	15,5	12,5	12,9	38,3	37,0	41,8	42,0	38,1

X Рекомендованные оценки при расчете по программе CROS .

Таблица 4

Средние групповые сечения ^{238}U , по данным разных авторов, б

№ групп-пы	Границы группы, эВ	σ_c				σ_t			
		[12]	[1]	[3]	[4]	[12]	[1]	[3]	[4]
25	0,215-0,465	0,78	0,84	0,85	0,76	10,2	10,0	7,9	9,9
24	0,465-1,0	0,57	0,58	0,60	0,52	9,9	9,5	8,5	9,6
23	1,0-2,15	0,49	0,49	0,50	0,48	9,7	9,2	9,1	9,4
22	2,15-4,65	0,66	0,70	0,70	0,68	9,5	9,2	8,6	9,3
21	4,65-10	169	172	168	173	188	191	187	193
20	10-21,5	81,0	80	78,6	78,4	114	113	112	111
19	21,5-46,5	60,5	60,2	56,2	57,0	138	137	132	134
18	46,5-100	16,6	17,3	17,0	16,8	42,0	41,6	43,0	42,1
17	100-215	19,7	20,8	20,5	19,2	89,0	87,0	88,9	87,6
16	215-465	4,5	4,2	4,7	4,3	22,5	20,8	24,0	22,1

Таблица 5

Средние групповые сечения ^{240}Pu , по данным разных авторов, б

№ групп-пы	Границы группы, эВ	σ_c				σ_t			
		[13]	[1]	[3]	[4]	[13]	[1]	[3]	[4]
25	0,215-0,465	164	160	165	160	164	160	166	170
24	0,465-1,0	1183	1200	1310	1103	1227	1244	1370	1189
23	1,0-2,15	9308	9164	9341	13230	10030	9863	10170	14000
22	2,15-4,65	8,8	8,6	10,3	6,0	22,9	26,2	30,2	52,0
21	4,65-10	0,77	0,77	0,87	0,6	9,9	14,6	14,4	33,6
20	10-21,5	30,5	34,5	32,0	27,9	40,9	48,2	46,6	60,4
19	21,5-46,5	67,9	73,0	65,0	42,3	112	146	135	70,5
18	46,5-100	41,9	42,3	37,4	47,1	101	110	112	108
17	100-215	23,8	22,6	20,4	17,7	53,0	60,1	56,7	32,1
16	215-465	7,8	7,6	7,3	11,9	30,1	34,0	32,1	29,7

В табл.2 приводятся средние сечения для изотопа ^{235}U . При расчетах по программе CROS рекомендуется использовать данные работы [5]. Отклонение групповых сечений, полученных по резонансным параметрам работы [10] от других оценок, связано, по-видимому, с попыткой ввести в этой работе условие самосогласования парциальных одноуровневых шири резонансов, извлекаемых из параметров Капура-Пайерлса с учетом интерференции в первом приближении, что является недостаточным вследствие близости резонансов ^{235}U .

В работе [5] многоуровневые резонансные параметры Капура-Пайерлса получены без самосогласования и без учета резонансного рассеяния. Тем не менее, при расчете по этим параметрам достаточно хорошо восстанавливается экспериментальная зависимость полного сечения и сечения поглощения.

При расчете по программе CROS сечения ^{239}Pu рекомендуется использовать данные работы [11] (табл.3). В работе [8] не указаны параметры резонанса с отрицательной энергией, что приводит к плохому восстановлению сечений в области низких энергий.

При оценке резонансных параметров изотопов ^{238}U и ^{240}Pu , у которых резонансы расположены достаточно далеко друг от друга, не возникает трудностей, связанных с учетом интерференции между резонансами, что дает возможность с хорошей точностью получать однозначные параметры при обработке экспериментальных данных.

Приведенные в табл.4 групповые сечения ^{238}U показывают хорошее согласие (в пределах погрешности эксперимента) сечений, рассчитанных по программе CROS (данные работы [12]) с другими оценками. Некоторые расхождения средних сечений ^{240}Pu , рассчитанных по различным оценкам, связаны, как считают авторы работы [13], с неправильной нормировкой экспериментальных данных, использованных в более ранних работах [1, 3]. Эти ошибки впоследствии были устранены авторами работы [14], что нашло отражение в работе [13].

Для всех других изотопов был проведен расчет сечений в тепловой точке (0,0253 эВ). Расхождение с экспериментальным значением, приведенным в работе [8], как правило, не превышало экспериментальной ошибки. Для изотопов ^{153}Eu и ^{175}Lu расхождение оказалось существенным, поэтому в библиотеку были введены данные работ [15, 16], позволяющие правильно описать зависимость сечений для этих изотопов при низких энергиях.

Список литературы

1. P a r k e r K. The Aldermaston Nuclear Data Library AWNE 0-70/63. 1963.
2. Колесов В.Е., Николасьев М.Н. Формат библиотеки рекомендованных данных для расчета реакторов. - "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы", 1972, вып. 8, ч. 4.
3. Н о в е г т е n R.J. e.a. Evaluated Nuclear Cross Section Library. USNL-50400. V.4. 1975.
4. Х о х л о в В. и др. Комплекс программ АРМАКО для расчета групповых макр- и блокированных микросечений на основе 26-групповой системы констант в подгрупповом представлении. - "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы", 1972, вып. 8, ч. 3.
5. Д е С о с в р и др. Многоуровневый анализ сечений захвата и деления ^{233}U и ^{235}U . - В кн.: Ядерные данные для реакторов. Вып. 3. Ч. 2. М., Атомиздат, 1972.
6. A d l e r D., A d l e r F. - "Phys. Rev.", 1972, v. 6, N 3, p. 986.
7. S h e a D.M. e.a. - "Trans. Amer. Nucl. Soc.", 1963, v. 6, N 1, p. 63.
8. USNL-325. Third Edition. V. 1, 1973.
9. В о л к о в А.И. Редактор текстов. - Препринт ИАЭ-2351. 1974.
10. К о н ь ш и н В.А. и др. Оценка ядерных данных ^{235}U . - "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы", 1975, вып.20, ч.2.
11. К о н ь ш и н В.А. и др. Оценка ядерных данных для ^{239}Pu . - "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы", 1974, вып. 16.
12. А б а г я и Л.П. и др. - В кн.: Нейтронная физика. Ч. I, Обнинск, 1974, с. 239.

13. К с н ь ш и н В.А. и др. Оценка ядерных констант ^{240}Pu . - В кн.: Ядерно-физические исследования в СССР. Вып. 21. М., Атомиздат, 1976.
14. W e i g m a n n H., T h e o b a l d J.P. - "J. Nucl. Energy", 1972, v.26, p.643.
15. Р а з б у д е й В.Ф. и др. Уточненные значения полных сечений ^{153}Eu в диапазоне энергий 0,008-0,3 эВ. - В кн.: Ядерно-физические исследования в СССР. Вып. 22. М., Атомиздат, 1976.
16. К а л е б и н С.М. и др. Полные нейтронные сечения и параметры резонансов ^{175}Lu и ^{176}Lu до 200 эВ. - "Атомная энергия", 1977, т. 42, вып. 6.

УДК 539.172.4

РАСЧЕТЫ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИИ $(n, 2n)$ И СПЕКТРОВ НЕУПРУГО РАССЕЯННЫХ НЕЙТРОНОВ
В ОБЛАСТИ МАССОВЫХ ЧИСЕЛ 50-200

В.М.Бычков, А.Б.Пашенко, В.И.Пляскин

THE CALCULATIONS OF NEUTRON CROSS-SECTIONS OF REACTION $(n, 2n)$ AND INELASTIC SCATTERING NEUTRON SPECTRA FOR $A = 50 + 200$. Calculation of neutron emission spectra and $(n, 2n)$ neutron cross-sections at incident neutron energy 7-15 MeV is done within the framework of statistical theory and pre-equilibrium model. The necessity of accounting $(n, n'\gamma)$ competition has been shown for calculation of $(n, 2n)$ reaction. The best agreement with experimental data was achieved with "back shifted" parameters of fermi-gas level density.

Введение

Знание спектров эмиссии нейтронов и сечений реакции $(n, 2n)$ требуется при проектировании реакторов на быстрых нейтронах и защиты ядерных установок [1], а также для нейтронно-физического расчета blankets термоядерного реактора [2]. Причем, требуемая точность этих данных около 10%.

Спектры неупругого рассеяния нейтронов измерены в настоящее время для нескольких ядер при энергии падающих нейтронов 9 МэВ и для многих - при энергии 14 МэВ. Измерений в области энергий от 9 до 14 МэВ практически нет из-за отсутствия в этой области легко доступных источников моноэнергетических нейтронов. Измерения сечения реакции $(n, 2n)$ активационным методом проведены так же, в основном, при энергии 14 МэВ и только для тех изотопов, на которых в результате этой реакции получается остаточное ядро со временем полураспада, удобным для измерения. В последнее время появились результаты измерений [3], в которых сечение реакции $(n, 2n)$ получено в интервале 7-15 МэВ методом регистрации совпадения нейтронов, вылетающих из ядра-мишени. Однако эти измерения проведены лишь для небольшого числа ядер.

В этой связи представляется важным исследовать возможность получения этих данных с помощью модельных представлений о протекании ядерных реакций. Описание спектров протонной и нейтронной эмиссии при взаимодействии нейтронов с энергией 9-14 МэВ с ядрами никеля, выполненное авторами ранее, а также результаты работ [4,5], показали перспективность такого подхода в задаче оценки нейтронных данных.

В данной работе исследуется возможность описания в едином подходе, с использованием современных теоретических моделей, спектров эмиссии нейтронов и функций возбуждения реакции $(n, 2n)$ при энергии 7-15 МэВ в широком диапазоне массовых чисел ($A=50-200$). Следует отметить, что

отдельные расчеты нейтронных спектров и сечений реакции $(n, 2n)$ проводились и ранее [4-7], однако попытка одновременного описания этих данных в широком диапазоне массовых чисел с едиными параметрами моделей делается, насколько известно, впервые.

Результаты расчетов по статистической теории в значительной степени зависят от параметров плотности ядерных уровней. В работе проводились расчеты с различными систематиками параметров плотности ядерных уровней. Наилучшее описание в едином подходе спектров эмиссии и сечений реакции $(n, 2n)$ получено при введении "обратного смещения" (back shift) в эффективной энергии возбуждения. Показана необходимость учета конкуренции канала $(n, n\gamma)$ при расчете сечения реакции $(n, 2n)$.

I. Методика расчетов

При описании взаимодействия нейтронов с ядрами использовано разделение механизмов на прямые, предравновесные и равновесные. Под прямым процессом в данном рассмотрении понимается прямое возбуждение сильно коллективизированных низких состояний остаточного ядра, которое дает существенный вклад на высокоэнергетическом конце спектра неупругорассеянных нейтронов. Предравновесный механизм описывает испускание нейтронов из неравномерно "нагретого" ядра, т.е. из недостигнутого равновесного состояния составной системы. Под равновесным механизмом подразумевается процесс испускания нейтронов из равномерно "нагретого" ядра, когда энергия возбуждения размещена по большому числу состояний составной системы.

В расчетах учитывались следующие факторы:

1. Вклад в спектр от рассеяния на первых коллективных уровнях проводился на основе функции возбуждения этого уровня, рассчитанной методом связанных каналов, подобно тому, как это сделано в работе [8].

2. Для описания спектра частиц, испускаемых возбужденным ядром в процессе достижения равновесия, использовалась модель, предложенная Гриффином [9] и получившая дальнейшее развитие в работах [10, 11]. В рамках этой модели вероятность эмиссии частицы с энергией E в интервале dE записывается следующим образом:

$$\sigma_{n\text{рег}}(E, E') dE' = \sigma_{\alpha\beta S}(E) \sum_{\substack{n=n_0 \\ (\Delta n=2)}}^{\bar{n}} n^P x \frac{\rho_{n-1}(u)}{\rho_n(E_0)} \frac{\lambda_{эм}(E', n)}{E+Q} \frac{1}{\int_0^Q \lambda_{эм}(E', n) dE' + \lambda_+(E_c, n)}, \quad (I)$$

здесь $\sigma_{\alpha\beta S}(E)$ - сечение поглощения падающего нейтрона;

$\lambda_{эм}(E', n)$ - вероятность испускания частицы с энергией E из конфигурации с n -экситонами,

$$\lambda_{эм}(E', n) = \frac{(2S+1) \sigma_{inv}(E') m E' dE'}{\pi^2 h^3}; \quad (2)$$

$\lambda_+(E_0, n)$ - вероятность перехода из n -экситонного состояния в состояние с $n+2$ экситонами:

$$\lambda_+(E_0, n) = \frac{2\pi}{n} |\bar{M}|^2 \frac{g^3 E_0^2}{P+h+1}, \quad (3)$$

где $|\bar{M}|^2$ - средняя величина квадрата матричного элемента перехода $n \rightarrow n+2$;

P, h - число частиц и дырок в состоянии с n экситонами.

Плотность частично-дырочных состояний обычно записывается следующим образом [12]:

$$\rho_n(E) = \frac{g^n E^{n-1}}{P! h! (P+h-1)!}, \quad (4)$$

где g - средняя одночастичная плотность в модели ферми-газа для составного и остаточного ядер.

Величина ${}_n P_x$ в формуле (I) описывает относительную вероятность появления возбужденной частицы сорта x в n -квазичастичном состоянии. Для вычисления этой величины необходимо учесть зависимость плотности экситонных состояний от типа возбужденных частиц (нейтрона или протона), образующих это состояние, и относительную вероятность нейтрон-нейтронного и нейтрон-протонного взаимодействий. Оценка ${}_n P_x$ в трехэкситонном состоянии для реакций (n, n') и (n, p) дает значения

$${}_n P_n = 1,14; \quad {}_n P_p = 0,86.$$

Окончательное выражение для расчета предравновесного спектра нейтронов примет следующий вид:

$$\sigma'_{\text{прег}}(E, E') dE' = \frac{E'(2S+1)m\sigma_{\text{inv}}(E')\sigma_{\text{a\beta s}}(E) {}_n P_n}{4\pi^3 h^2 A \alpha E_0} \sum_{\substack{\bar{n} \\ n_0=3 \\ (\Delta n=2)}} \left(\frac{u}{E_0}\right)^{n-2} (n+1)^2 (n-1); \quad (5)$$

где $\alpha = |\bar{M}|^2 q^4 / A$;
 S, m - спин и масса нейтрона;
 E_0, u - энергии возбуждения составного и остаточного ядер;
 n - число экситонов в равновесном состоянии;
 A - массовое число ядра-мишени.

3. Равновесный спектр эмиссии рассчитывался по испарительной модели Вайскопфа

$$\sigma'_{\text{равн}}(E, E') dE' = \sigma_{\text{a\beta s}}(E) \frac{E' \omega(u) \sigma_{\text{inv}}(E') dE'}{\sum_c \int_0^{E+Q} E'' \omega(u'') \sigma_{\text{inv}}^c dE''} \quad (6)$$

(суммирование в знаменателе проводится по всем конкурирующим каналам).
 Плотность уровней остаточного ядра

$$\omega(u) = \frac{\text{const}}{(u+t)^{3/2}} \exp(2\sqrt{au}) \quad (7)$$

где $t = 0,5/a (1 + \sqrt{1 + 4au})$;

$$u^* = u - \delta,$$

где a - параметр плотности уровней;
 δ - поправка на спаривание нуклонов.

Полный спектр первого нейтрона

$$\sigma'(E, E') dE' = q \sigma'_{\text{равн}}(E, E') dE' + \sigma'_{\text{прег}}(E, E') dE' + I_{\text{прям}} \quad (8)$$

где I - сечение возбуждения коллективного уровня:

$$q = \left(1 - \frac{\sigma_{\text{прег}} + I}{\sigma_{\text{a\beta s}}}\right).$$

4. При энергии падающих нейтронов выше порога реакций $(n, 2n)$ и (n, pn) необходимо учитывать в спектре вклад от этих реакций. Спектр второй частицы рассчитывался в рамках модели последовательного испарения по формуле

$$\sigma_2(E, E_2) dE_2 = \int_0^{E_1^{\text{max}}} \sigma_1(E, E_1) dE_1 \frac{E_2 \sigma_{\text{inv}}(E_2) \omega(u_2) dE_2}{\sum_c \int_0^{E_2^{\text{max}}} E'_2 \sigma_{\text{inv}}^c(E'_2) \omega(u'_2) dE'_2} \quad (9)$$

здесь $\sigma_1(E, E_1)$ - суммарный спектр первой частицы;
 E_2 - энергия второй частицы;
 $E_1^{\text{max}} = E + Q_2 - E_2$;
 Q_2 - энергия реакции с испусканием второй частицы;
 $E_2^{\text{max}} = E + Q_2 - E_1$;
 u_2 - энергия возбуждения остаточного ядра после испускания второй частицы.

Сечение реакции $(n, 2n)$ получается при интегрировании спектра по энергии второго нейтрона.

2. Расчет спектров реакции (n,2n)

Сечения поглощения нейтронов и сечения обратных реакций для нуклонов взяты из расчетов по оптической модели Мани и Мелканова [13].

Сечение фотопоглощения рассчитывалось по модели гигантского дипольного резонанса Бринка-Акселя [14]

$$\sigma_f = \left(\frac{0,013A}{\Gamma_R} \text{ МэВ} \right) \frac{E^2 \Gamma_R^2}{(E^2 - E_R^2)^2 + E^2 \Gamma_R^2},$$

где E_R - положение резонанса;
 $E_R = 80 A^{-1/3}$ МэВ;
 Γ_R - ширина резонанса,
 $\Gamma_R = 5$ МэВ.

При расчете спектров предравновесной эмиссии частиц важное значение имеет величина α . Анализ спектров нейтронов, неупругорассеянных с начальными энергиями 7,9 и 14 МэВ на 32 ядрах, выполненный в работе [15], показал, что наилучшее описание этих экспериментальных данных получается с $\alpha = 3,3 \cdot 10^{-4}$ МэВ⁻². Поэтому при расчете спектров предравновесной эмиссии считали, что значение α не зависит от энергии возбуждения составного ядра и равно $3,3 \cdot 10^{-4}$ МэВ⁻².

Форма равновесного спектра в значительной степени зависит от используемых в расчете параметров плотности уровней. Обычно параметр плотности уровней определяется из условия описания плотности резонансов вблизи энергии связи составного ядра, а поправка на спаривание δ отождествляется с четно-нечетными различиями в формуле масс. Однако проведенный в последние годы анализ обширного экспериментального материала по плотности ядерных уровней показал, что для описания в модели ферми-газа плотности уровней в широком диапазоне энергий возбуждения ядра необходимо изменить определение этой поправки и выбирать ее в виде "обратного смещения" [16].

В расчетах спектров эмиссии нейтронов и сечений реакций (n,2n) использована известная систематика параметров плотности уровней Факчини [17], полученная из данных по плотности резонансов, и систематика Дилга [18], в которой применялось "обратное смещение".

3. Обсуждение результатов расчета

Сравнение расчетных спектров эмиссии нейтронов и функций возбуждения реакции (n,2n) с имеющимися экспериментальными данными [3,19-21] показано на рис.1-11. На графиках со спектрами даны вклады различных механизмов реакции.

Хром. Спектры неупругого рассеяния нейтронов на природной смеси изотопов хрома при E_n равной 9 и 14,4 МэВ показаны на рис. 1а,б. При энергии падающего нейтрона $E_n = 9$ МэВ экспериментальный спектр описывается лучше с параметрами плотности уровней Факчини, а при $E_n = 14,4$ МэВ, расчеты по параметрам Дилга и Факчини одинаково хорошо согласуются с экспериментальными данными. Функции возбуждения реакции (n,2n) на ядре ⁵²Cr и на природной смеси изотопов хрома, рассчитанные по параметрам плотности уровней Дилга, показаны на рис.2а,б. Излом в кривой сечения (n,2n) на рис.2б объясняется вкладом от изотопа ⁵³Cr.

Железо. На рис.3а,б показаны спектры неупругого рассеяния нейтронов с энергией 9 и 14,4 МэВ на ядре ⁵⁶Fe. Расчет с параметрами Дилга при $E_n = 9$ МэВ лучше согласуется с экспериментальными данными, а при $E_n = 14,4$ МэВ параметры Дилга и Факчини дают одинаково хорошее описание экспериментального спектра. Расчетные кривые сечения (n,2n) на ⁵⁶Fe показаны на рис.4, причем лучшее описание экспериментальных данных достигается с параметрами Дилга. Для сравнения приведена так же кривая, полученная без учета предравновесной эмиссии.

Медь. Спектр эмиссии нейтронов и сечения реакции (n,2n) рассчитаны по параметрам Дилга (рис.5а,б).

Рис.1. Спектры неупругого рассеяния нейтронов с начальной энергией 9,2 МэВ (а) и 14,4 МэВ (б) на хrome:

— — — вклад предравновесной эмиссии;
 - · - · - спектр второго нейтрона из реакций (n, 2n); — — — суммарный спектр;
 ● — — — экспериментальные данные

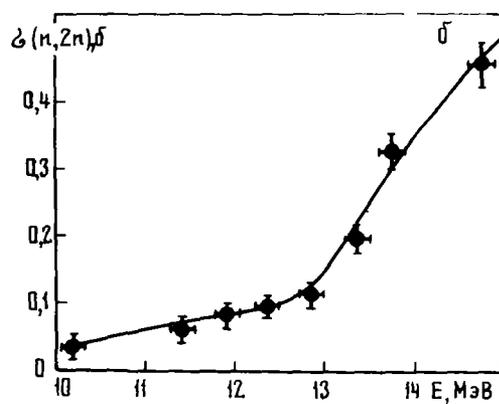
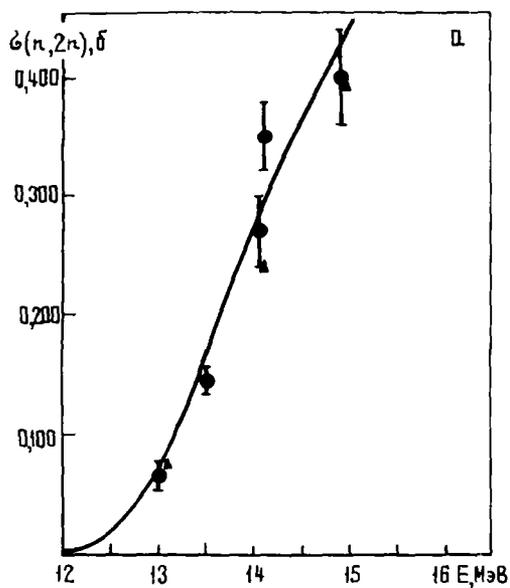
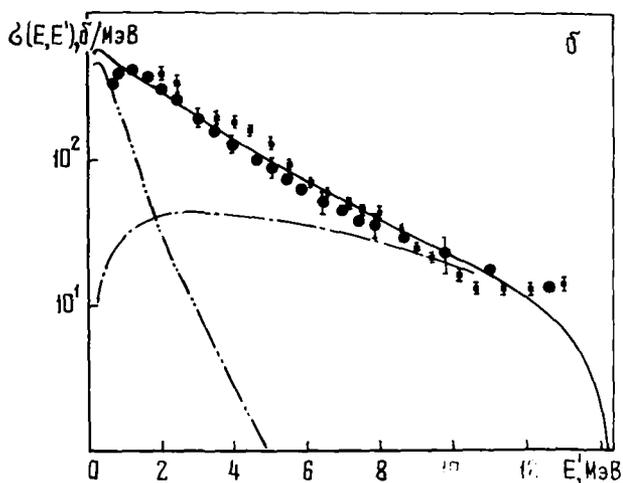
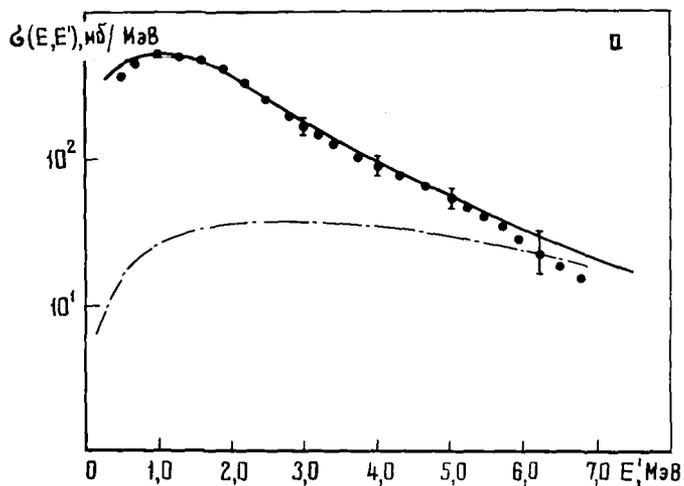


Рис.2. Функция возбуждения реакции (n, 2n) на ^{52}Cr (а) и природной смеси изотопов хрома (б):
 — — — расчетная кривая

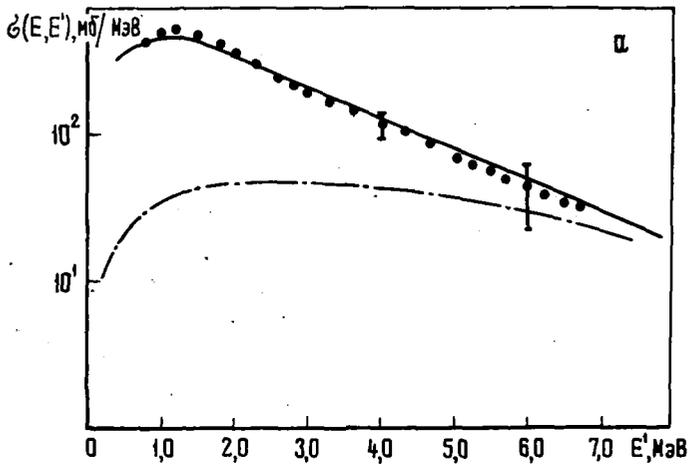


Рис.3. Спектры неупруго рассеянных нейтронов с начальной энергией 9,2 МэВ (а) и 14,4 МэВ (б) на железе (обозначения те же, что на рис.1)

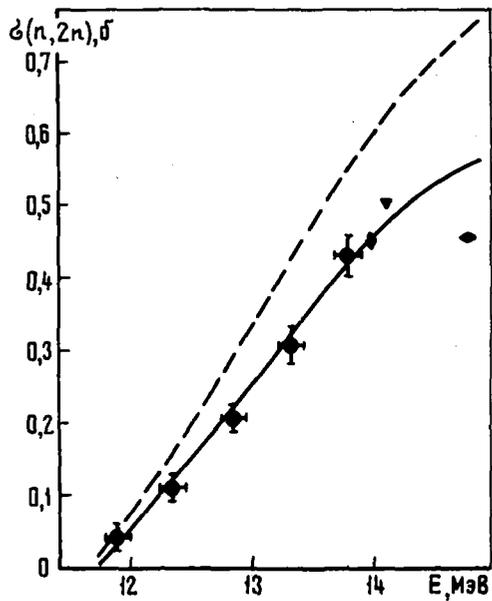
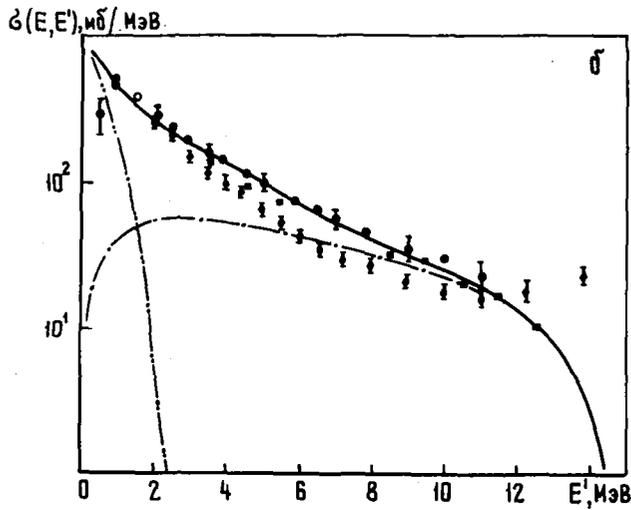


Рис.4. Функция возбуждения реакции $(n, 2n)$ на ядре ^{56}Fe : расчет с учетом (—) и без учета (---) предравновесной эмиссии первого нейтрона

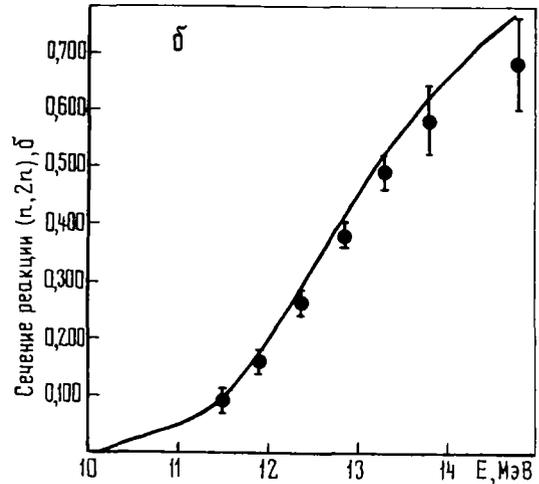
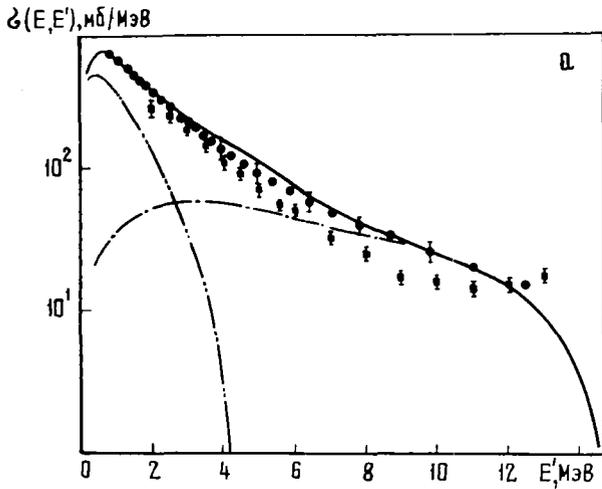


Рис.5. Спектр неупруго рассеянных нейтронов с начальной энергией 14,4 МэВ на меди (обозначения те же, что на рис.1) (а) и функция возбуждения реакции $(n, 2n)$ на природной смеси изотопов меди (— — — — — расчетная кривая) (б)

Ниобий. Спектр неупругого рассеяния нейтронов с энергией 14,4 МэВ, рассчитанный по параметрам Дилга, показан на рис.6. Расчетные кривые функции возбуждения реакции $(n, 2n)$, полученные по параметрам Дилга с учетом и без учета конкуренции реакции $(n, n'\gamma)$, приведены на рис.7.

Индий. Спектр эмиссии для индия при $E_n = 14$ МэВ, рассчитанный по параметрам Дилга, показан на рис.8. Расчетная кривая хорошо согласуется с экспериментальными данными.

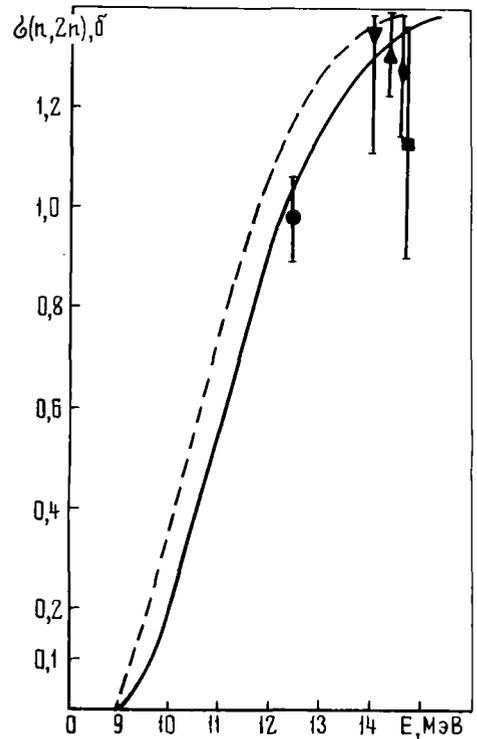
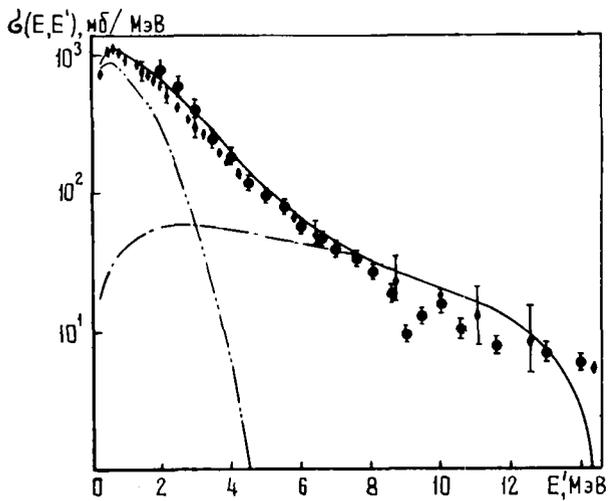


Рис.6. Спектр неупругого рассеяния нейтронов с начальной энергией 14,4 МэВ на ниобии (обозначения те же, что на рис.1)

Рис.7. Функция возбуждения реакции $(n, 2n)$ на ядре ^{93}Nb (расчет с учетом (—) и без учета (---) конкуренции реакции $(n, n'\gamma)$)

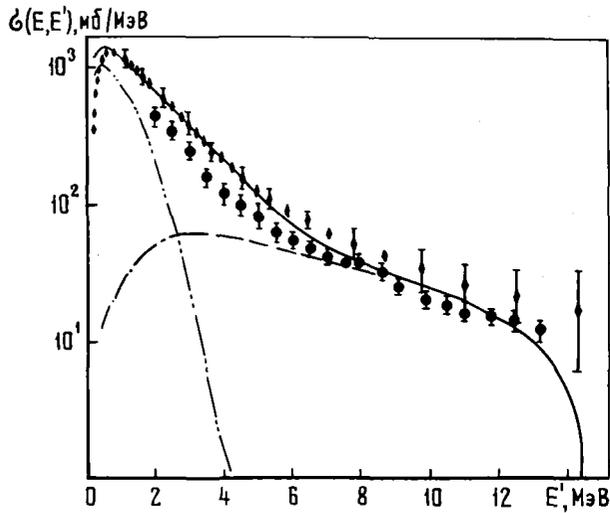


Рис.8. Спектр неупругого рассеяния нейтронов с начальной энергией 14,4 МэВ на индии (обозначения те же, что на рис.1)

Тантал. На рис.9 а,б приводятся спектры неупругого рассеяния нейтронов с энергией E_n , равной 7 и 14,4 МэВ на тантале, рассчитанные по параметрам Дилга. Расчетные кривые хорошо согласуются с экспериментальными спектрами. На рис.10 показано влияние учета конкуренции реакции $(n, n'\gamma)$ на расчет сечения $(n, 2n)$.

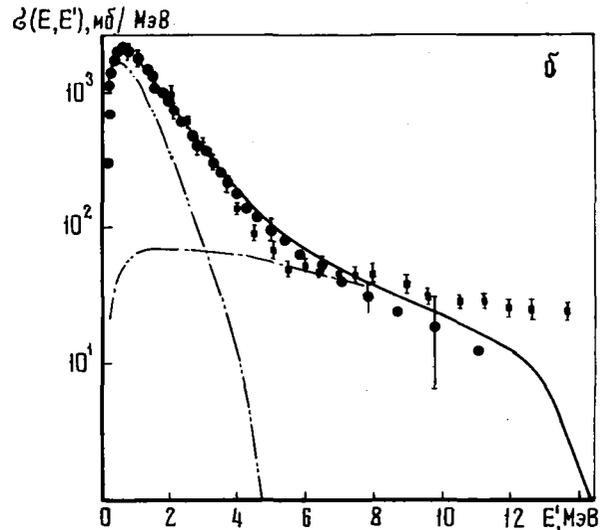
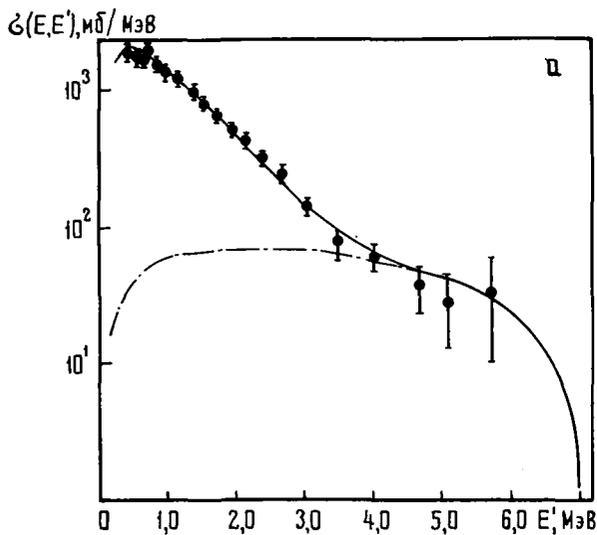


Рис.9. Спектры неупругого рассеяния нейтронов с начальной энергией 7 МэВ (а) и 14,4 МэВ (б) на тантале (обозначения те же, что на рис.1)

Золото. Расчетная кривая сечения реакции $(n, 2n)$ на ядре ^{197}Au , полученная по параметрам Дилга, приводится на рис.11. Как видно из рисунка, учет конкуренции канала $(n, n'\gamma)$ на этом ядре значительно влияет на результаты расчета функции возбуждения реакции $(n, 2n)$.

Неодим и самарий. Функции возбуждения реакции $(n, 2n)$ на четно-четных изотопах неодима и самария показаны на рис.12. Для изотопов ^{144}Nd и ^{148}Sm согласие между расчетом и экспериментом хорошее, однако с возрастанием атомного веса изотопов согласие ухудшается, особенно в случае неодима. Для изотопов неодима на рис.12а приведены две теоретические кривые сечения реакции $(n, 2n)$, полученные с учетом и без учета предравновесной эмиссии. Как видно из рисунка, энергетическая зависимость обеих теоретических кривых не согласуется с экспериментальной. Причины этого расхождения трудно объяснить, хотя можно предположить присутствие еще одного механизма-

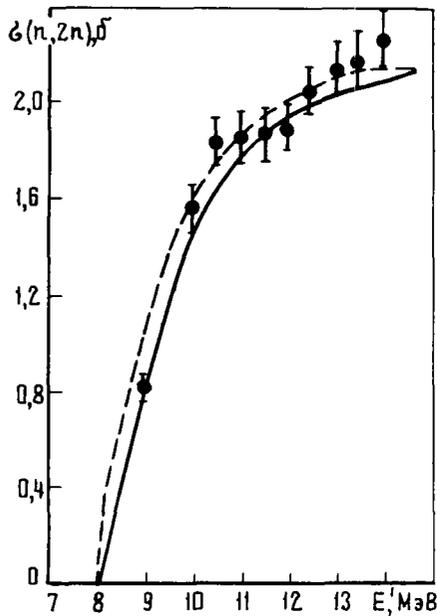


Рис.10. Функция возбуждения реакции $(n, 2n)$ на ядре ^{181}Ta (расчет с учетом (—) и без учета (---) конкуренции реакции $(n, n'\gamma)$)

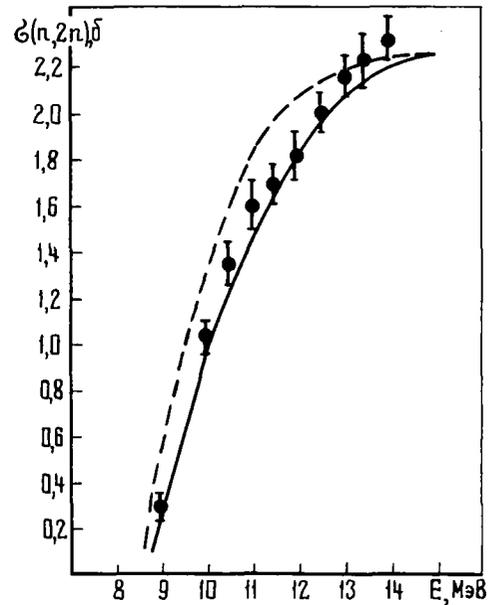


Рис.11. Функция возбуждения реакции $(n, 2n)$ на ядре ^{197}Au (обозначения те же, что на рис.10)

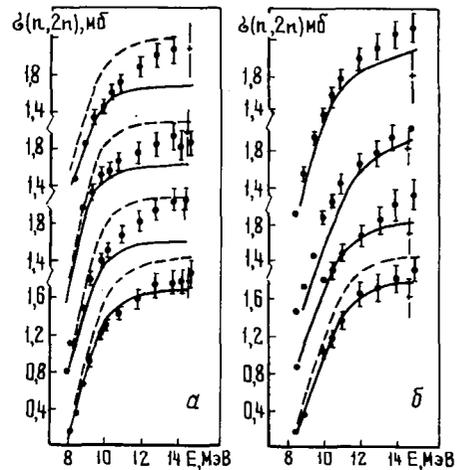


Рис.12. Функции возбуждения реакции $(n, 2n)$ на изотопах неодима (а) и самария (б)

ма реакции: одновременное испускание двух нейтронов в рамках прямого процесса. Для оценки такого процесса необходимо провести достаточно надежные расчеты. С другой стороны, желательно провести вычисления в рамках используемой в данной работе методики с сечениями $\sigma_{\alpha\beta S}(E)$ и $\sigma_{inv}(E)$, рассчитанными по несферической оптической модели, и учесть возможное изменение параметра плотности уровней в зависимости от номера изотопа.

4. Выводы

На основании приведенного анализа можно сделать следующие выводы:

I. Для ядер среднего атомного веса, где имеет место сильная конкуренция каналов реакции (n, n) , (n, p) и (n, α) , расчет по статистической теории более критичен к выбору параметров плотности уровней, чем для тяжелых ядер.

2. Параметры плотности уровней с поправкой δ , выбранной как "обратное смещение" в энергии возбуждения, в целом дают лучшее описание экспериментальных данных в области высоких энергий возбуждения ядер.

3. При описании плотности уровней в рамках модели ферми-газа в области низких энергий возбуждения на ядрах среднего атомного веса, по-видимому, следует учитывать изменение параметра a с энергией.

4. Влияние конкуренции со стороны канала $(n, n\gamma)$ на величину сечения реакции $(n, 2n)$ наиболее заметно на тяжелых ядрах и должно учитываться в расчетах по статистической теории.

5. Ошибка в расчете приведенных выше сечений реакции $(n, 2n)$ и спектров эмиссии нейтронов, обусловленная неопределенностью в используемых параметрах, составляет 10%. Для большинства рассмотренных ядер согласие между расчетом и результатами эксперимента находится в пределах этой ошибки. Следовательно используемая в данной работе методика может применяться для предсказания нейтронных сечений и спектров в той области энергий и масс, где отсутствуют экспериментальные данные с точностью около 10%.

Список литературы

1. Усачев Л.Н. - В кн.: Нейтронная физика. Ч. I. Обнинск, 1964, с. 8; Николаев М.Н. - В кн.: Нейтронная физика. Ч. I. М., 1976, с. 5.
2. Марковский Д.В., Шаталов Г.Е., Яньков Г.Б. - В кн.: Нейтронная физика. Ч. I. М., 1977, с. 29.
3. F r e h a u t J., M o s i n s k i G. - CEA-R-4627, 1974 on 5-th International Symposium on the Interactions of Fast Neutrons with Nuclei. Gauszig. DDR, 1975.
4. Зелигер Д., Заидель К., Хермсдорф Д. и др. - В кн.: Нейтронная физика. Ч. I. Обнинск, 1974, с. 269.
5. H a n s e n L.E., G r i m e s S.M., H o w e r t o n R.J. - "Nucl. Sci. and Engng", 1976, N 61, p. 201.
6. Виттнер Н., Линдер А., Мелднер Н. - "Nucl. Phys.", 1965, N 63, p. 615.
7. Бнчков В.Н., Пащенко А.Б. - Препринт ФЭИ-699. Обнинск, 1976.
8. Бнчков В.Н., Пляскин В.И. - "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы", 1976, вып. 23, с. 20.
9. G r i f f i n J.J. - "Phys. Rev. Letters", 1966, v. 17, p. 478.
10. Влaпп М. - Ibid., 1968, v. 21, p. 1357; W i l l i a m s F.C. - Ibid., 1970, v. 31B, p. 184; C l i n e C.K., Влaпп М. - "Nucl. Phys.", 1971, v. A172, p. 225.
11. B r a g a-M a r s a z z a n G.M., M i l a z z o-C o l l i L. e. a. - "Phys. Rev.", 1972, v. 6, p. 1398.
12. E r i c s o n T. - "Advan. Phys.", 1960, v. 9, p. 425.
13. M a n i G.S., M e l k a n o f f M.A., I o r i I. - Rapport CEA-2380.
14. A x e d P. - "Phys. Rev.", 1962, v. 126, p. 671.
15. Пляскин В.И., Трыкова В.И. - "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы", 1976, вып. 21, с. 62.
16. V o n a s c h H.K., H u i z e n g a J.R. - "Phys. Rev.", 1965, v. 138B, p. 1372; H u i z e n g a J.R. e. a. - Ibid., 1969, v. 182, p. 1145; K a t z a n a A.A. e. a. - Ibid., 1970, v. C1, p. 594.
17. F a s c h i n i U., S a e t t a-M e n i c h e l l a F. - Energia nucl., 1968, v. 15, p. 54.
18. D i l g W., S c h a n t l W. e. a. - "Nucl. Phys.", 1973, v. A127, p. 269.
19. H e r m s d o r f D., M e i s t e r A. e. a. - ZFK-277, 1974.
20. Сальников О.А., Ловчикова Г.Н. и др. - "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы", 1971, вып. 7, с. 134.
21. S c h e t t A., O k a m o t o K. e. a. Computation of Threshold Reaction Neutron Cross-Sections for Neutron Dosimetry and other Applications. - EANDC 95"u". 1974.

ОЦЕНКА α (^{235}U) В
ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ОБЛАСТИ 0,1-1000 кэВ

В.А. Коньшин, В.Ф. Жарков, Е.Ш. Суховицкий

ANALYSIS α (^{235}U) IN 0,1-1000 keV ENERGY RANGE. The results of α -parameter evaluation for ^{235}U in the energy region of 0,1-1000 keV are discussed. The method allows to evaluate date of the partial error correlation for the different experiments. This estimation includes all the data being published up to the middle of 1977.

За последние несколько лет проведен ряд измерений величины α (^{235}U). Поэтому целесообразно выполнить новую оценку величины α (^{235}U), ввиду ее важности, с включением новых измерений и с учетом корреляций между ошибками различных экспериментов [1, 2].

В настоящую оценку α (^{235}U) включены новые по сравнению с предыдущей оценкой эксперименты, выполненные следующими авторами: Гвином и др. [3] (измерены σ_f , σ_a и α (^{235}U) в энергетической области 0,02 эВ - 200 кэВ с использованием большого сцинтилляционного бака), Корви и др. [7] (измерено α (^{235}U) в области энергий 86 эВ - 31,6 кэВ с использованием метода измерения низкоэнергетического γ -спектра с помощью Ge (Li)-детектора), Двухшерстновым и др. [11] (измерено α (^{235}U) на пучках нейтронов с энергиями $2 \pm 0,35$ и $24,5 \pm 1$ кэВ, полученных методом пропускания спектра нейтронов через фильтры скандия и железа), Полетаевым [15] (измерено α (^{235}U) в энергетической области 12,4 кэВ - 1,1 МэВ с использованием большого жидкого сцинтилляционного детектора, загруженного кадмием, на импульсном ускорителе Ван-де-Граафа), Блумом и др. [18] (измерено α (^{235}U) с использованием свинцового спектрометра по времени замедления в интервале 200 эВ - 15 кэВ).

Последовательность получения величины α (^{235}U) не отличается от последовательности принятой для оценки σ_f (^{235}U) [2], т.е.

- составлена таблица парциальных ошибок всех экспериментов по измерению α ;
- выявлены корреляции между парциальными ошибками различных экспериментов;
- применен метод вычисления по программе ЭВМ оптимальных весов экспериментов, минимизирующую ошибку оцененных данных с учетом корреляций.

Абсолютные измерения при 30 ± 10 кэВ, выполненные Лоттином и др. [12] ($\alpha = 0,370 \pm 0,035$); Хопкинсом и др. [13] ($\alpha = 0,376 \pm 0,036$); Вестоном и др. [14] ($\alpha = 0,366 \pm 0,035$); Полетаевым [15] ($\alpha = 0,352 \pm 0,040$ в интервале от $20,4 \pm 1,4$ кэВ до $40,0 \pm 3,9$ кэВ и $\alpha = 0,366 \pm 0,040$ в интервале от $21,1 \pm 1,5$ кэВ до $38,2 \pm 3,7$ кэВ); Гвином и др. [3] ($\alpha = 0,380 \pm 0,038$), использовались в области выше 30 кэВ, причем бралось полученное из этих данных средневзвешенное значение $\alpha_{\text{ср}}$ при 30 ± 10 кэВ, равное $0,372 \pm 0,035$. Измерения Кононова [19, 20] не были учтены, так как считалось, что они полностью заменены работой Полетаева [15]. Данные работ [3, 12-15] использовались без перенормировки. Данные Бандла и др. [16] были перенормированы к средневзвешенному $\alpha_{\text{ср}}$ при 30 ± 10 кэВ умножением на

$$(1 + \alpha_{\text{перенорм}}) = (1 + \alpha_{\text{ориг}}) \frac{1,372}{1,315} = (1 + \alpha_{\text{ориг}}) 1,043346,$$

где $\alpha_{\text{ориг}} = 0,315$.

Данные Воротникова и др. [17] были перенормированы при 30 ± 10 кэВ умножением на 1,002695 ($\alpha_{\text{ориг}} = 0,3707 \pm 0,040$).

Информация, позволяющая произвести разбивку на парциальные ошибки эксперимента, имеется не во всех работах, что существенно затрудняет применение метода учета корреляций между ошибками экспериментов.

Структура полной ошибки экспериментов по измерению α (^{235}U)

Анализ экспериментальных данных по α (^{235}U) показывает, что суммарную ошибку в α можно разбить на следующие парциальные ошибки:

- k = 1. Ошибка фона, зависящая от энергии нейтрона E_n .
- k = 2. Статистическая ошибка, зависящая от энергии нейтрона E_n .
- k = 3. Ошибка в нормировке.
- k = 4. Неопределенность в относительном нейтронном потоке.
- k = 5. Определение эффективности детекторной системы.
- k = 6. Вероятность того, что событие деления не сопровождается регистрацией нейтронов деления.
- k = 7. Неопределенность в эффективности детектора из-за изменений спектра γ -излучений.
- k = 8. Ошибка в \bar{V} , приводящая к неопределенности в α .
- k = 9. Ошибка фона от запаздывающих γ -излучений деления.
- k = 10. Неопределенность в весе образца и поправках на самопоглощение в слое.
- k = 11. Неопределенность в поправках на примесь в образце.
- k = 12. Рассеяние нейтронов в образце и стенках детектора.
- k = 13. Энергетическое разрешение.

Парциальные ошибки каждого эксперимента для всех рассматриваемых энергетических интервалов приведены в табл. I. Там же дана полная ошибка эксперимента. В ряде случаев в результате детального анализа структуры полной ошибки, последняя несколько изменялась.

Таблица I

Парциальные и полная ошибки экспериментов по измерению α (^{235}U) для каждого из рассматриваемых энергетических интервалов

Литература:	k=1	k=2	k=3	k=4	k=5	k=6	k=7	k=8	k=9	k=10	k=11	k=12	k=13	Полная ошибка
Энергетический интервал № 1 0,1-0,2 кэВ														
[3]	2,5	2,0	3,0	1,5	3,0	0,0	3,0	0,0	1,0	0,6	1,0	1,0	0,0	6,54
[4]	2,5	3,0	3,0	2,0	3,0	0,0	3,0	0,0	1,0	0,5	1,0	1,0	0,0	7,04
[5]	3,0	2,0	5,0	1,8	3,0	0,0	3,0	0,0	1,0	0,5	1,0	1,0	0,0	7,91
[6]	5,0	5,0	3,0	3,0	3,0	0,0	5,0	3,0	3,0	1,0	1,0	1,0	0,0	11,1
[8]	5,0	5,0	5,0	3,0	5,0	0,0	3,0	0,0	3,0	1,0	1,0	1,0	0,0	11,4
[9]	8,0	5,0	5,0	2,5	3,0	0,0	5,0	0,0	4,0	1,0	1,0	7,0	0,0	14,9
[10]	19,8	20,0	5,0	2,5	3,0	0,0	3,0	0,0	4,0	1,0	1,0	15,0	0,0	32,9
Энергетический интервал № 2 0,2-0,3 кэВ														
[3]	2,24	2,1	3,0	1,5	3,0	0,0	3,0	0,0	1,0	0,5	1,0	1,0	0,0	6,48
[4]	2,33	2,9	3,0	2,0	3,0	0,0	3,0	0,0	1,0	0,5	1,0	1,0	0,0	6,93
[5]	3,0	2,0	5,0	1,8	3,0	0,0	3,0	0,0	1,0	0,5	1,0	1,0	0,0	7,91
[7]	1,48	5,0	5,0	3,0	3,5	0,0	4,0	0,0	3,0	1,0	1,0	1,0	0,0	10,1
[8]	5,12	5,0	5,0	3,0	5,0	0,0	3,0	0,0	3,0	1,0	1,0	1,0	0,0	11,5
[9]	7,99	5,0	5,0	2,5	3,0	0,0	5,0	0,0	4,0	1,0	1,0	7,0	0,0	14,9
[10]	11,7	5,0	5,0	2,5	3,0	0,0	3,0	0,0	4,0	1,0	1,0	15,0	0,0	21,3
[18]	0,0	4,28	11,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	5,0	0,0	0,0	9,5	16,0

Литература: k=1 : k=2 : k=3 : k=4 : k=5 : k=6 : k=7 : k=8 : k=9 : k=10 : k=11 : k=12 : k=13 : Полная ошибка

Энергетический интервал № 3 0,3-0,4 кэВ

3/	2,5	2,2	3,0	1,5	3,0	0,0	3,0	0,0	1,0	0,5	1,0	1,0	0,00	6,60
4/	2,99	3,0	3,0	2,0	3,0	0,0	3,0	0,0	1,0	0,5	1,0	1,0	0,0	7,22
5/	3,03	2,0	5,0	1,8	3,0	0,0	3,0	0,0	1,0	0,5	1,0	1,0	0,0	7,92
7/	2,15	5,0	5,0	3,0	3,5	0,0	4,0	0,0	3,0	1,0	1,0	1,00	0,0	10,2
8/	5,06	5,0	5,0	3,0	5,0	0,0	3,0	0,0	3,0	1,0	1,0	1,0	0,0	11,4
9/	7,86	5,0	5,0	2,5	3,0	0,0	5,0	0,0	4,0	1,0	1,0	7,0	0,0	14,8
10/	11,5	10,0	5,0	2,5	3,0	0,0	3,0	0,0	4,0	1,0	1,0	15,0	0,0	22,9
18/	0,0	4,32	11,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	5,0	0,0	0,0	12,0	17,6

Энергетический интервал № 4 0,4-0,5 кэВ

3/	2,42	2,2	3,0	1,5	3,0	0,0	3,0	0,0	1,0	0,5	1,0	1,0	0,0	6,57
4/	2,03	2,7	3,0	2,0	3,0	0,0	3,0	0,0	1,0	0,5	1,0	1,0	0,0	6,76
5/	3,09	2,0	5,0	1,8	3,0	0,0	3,0	0,0	1,0	0,5	1,0	1,0	0,0	7,94
7/	2,21	5,0	5,0	3,0	3,5	0,0	4,0	0,0	3,0	1,0	1,0	1,0	0,0	10,2
9/	8,18	5,0	5,0	2,5	3,0	0,0	5,0	0,0	4,0	1,0	1,0	7,0	0,0	15,0
10/	8,67	10,0	5,0	2,5	3,0	0,0	3,0	0,0	4,0	1,0	1,0	15,0	0,0	21,6
18/	0,0	8,77	13	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	5,0	0,0	0,0	12,0	20,4

Энергетический интервал № 5 0,5-0,6 кэВ

3/	2,16	2,4	3,0	1,5	3,0	0,0	3,0	0,0	1,0	0,5	1,0	1,0	0,0	6,55
4/	2,84	2,5	3,0	2,0	3,0	0,0	3,0	0,0	1,0	0,5	1,0	1,0	0,0	6,97
5/	3,07	2,0	5,0	1,8	3,0	0,0	3,0	0,0	1,0	0,5	1,0	1,0	0,0	7,93
7/	2,24	5,0	5,0	3,0	3,5	0,0	4,0	0,0	3,0	1,0	1,0	1,0	0,0	10,2
9/	8,27	5,0	5,0	2,5	3,0	0,0	5,0	0,0	4,0	1,0	1,0	7,0	0,0	15,0
10/	10,8	5,0	5,0	2,5	3,0	0,0	3,0	0,0	4,0	1,0	1,0	15,0	0,0	20,8
18/	0,0	11,3	13,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	5,0	0,0	0,0	12,0	21,6

Энергетический интервал № 6 0,6-0,7 кэВ

3/	2,5	2,5	3,0	1,5	3,0	0,0	3,0	0,0	1,0	0,5	1,0	1,0	0,0	6,71
4/	3,0	2,5	3,0	2,0	3,0	0,0	3,0	0,0	1,0	0,5	1,0	1,0	0,0	7,04
5/	3,0	2,0	5,0	1,8	3,0	0,0	3,0	0,0	1,0	0,5	1,0	1,0	0,0	7,91
7/	2,0	5,0	5,0	3,0	3,5	0,0	4,0	0,0	3,0	1,0	1,0	1,0	0,0	10,2
9/	8,0	5,0	5,0	2,5	3,0	0,0	5,0	0,0	4,0	1,0	1,0	7,0	0,0	14,9
10/	8,0	5,0	5,0	2,5	3,0	0,0	3,0	0,0	4,0	1,0	1,0	15,0	0,0	19,5
18/	0,0	10,3	13,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	5,0	0,0	0,0	12,0	21,2

Энергетический интервал № 7 0,7-0,8 кэВ

3/	2,39	2,5	3,0	1,5	3,0	0,0	3,0	0,0	1,0	0,5	1,0	1,0	0,0	6,67
4/	2,64	2,5	3,0	2,0	3,0	0,0	3,0	0,0	1,0	0,5	1,0	1,0	0,0	6,89
5/	2,87	2,0	5,0	1,8	3,0	0,0	3,0	0,0	1,0	0,5	1,0	1,0	0,0	7,86
7/	2,79	5,0	5,0	3,0	3,5	0,0	4,0	0,0	3,0	1,0	1,0	1,0	0,0	10,3
9/	8,41	5,0	5,0	2,5	3,0	0,0	5,0	0,0	4,0	1,0	1,0	7,0	0,0	15,1
10/	7,9	5,0	5,0	2,5	3,0	0,0	3,0	0,0	4,0	1,0	1,0	15,0	0,0	19,5
18/	0,0	10	13	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	5,0	0,0	0,0	12,0	20,9

Энергетический интервал № 8 0,8-0,9 кэВ

3/	2,89	2,5	3,0	1,5	3,0	0,0	3,0	0,0	1,0	0,5	1,0	1,0	0,0	6,86
4/	2,87	2,5	3,0	2,0	3,0	0,0	3,0	0,0	1,0	0,5	1,0	1,0	0,0	6,98
5/	3,03	2,0	5,0	1,8	3,0	0,0	3,0	0,0	1,0	0,5	1,0	1,0	0,0	7,92
7/	2,96	5,0	5,0	3,0	3,5	0,0	4,0	0,0	3,0	1,0	1,0	1,0	0,0	10,4

Лите- ратура:	k=1	k=2	k=3	k=4	k=5	k=6	k=7	k=8	k=9	k=10	k=11	k=12	k=13	Полная ошибка
------------------	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	------	------	------	------	------------------

Энергетический интервал № 8 0,8-0,9 кэВ

[9]	32,6	5,0	5,0	2,5	3,0	0,0	5,0	0,0	4,0	1,0	1,0	7,0	0,0	34,9
[10]	8,14	5,0	5,0	2,5	3,0	0,0	3,0	0,0	4,0	1,0	1,0	15,0	0,0	19,6
[18]	0,0	8,9	13	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	13	0,0	0,0	12,0	20,4

Энергетический интервал № 9 0,9-1,0 кэВ

[3]	2,64	2,5	3,0	1,5	3,0	0,0	3,0	0,0	1,0	0,5	1,0	1,0	0,0	6,76
[4]	3,05	3,0	3,0	2,0	3,0	0,0	3,0	0,0	1,0	0,5	1,0	1,0	0,0	7,25
[5]	2,99	2,0	5,0	1,8	3,0	0,0	3,0	0,0	1,0	0,5	1,0	1,0	0,0	7,90
[7]	3,21	5,0	5,0	3,0	3,5	0,0	4,0	0,0	3,0	1,0	1,0	1,0	0,0	10,5
[9]	30,2	5,0	5,0	2,5	3,0	0,0	5,0	0,0	4,0	1,0	1,0	7,0	0,0	32,7
[10]	7,97	5,0	5,0	2,5	3,0	0,0	3,0	0,0	4,0	1,0	1,0	15,0	0,0	19,5
[18]	0,0	6,9	18	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	5,0	0,0	0,0	12,0	23,2

Энергетический интервал № 10 1-2 кэВ

[3]	3,46	2,5	3,0	1,5	3,0	0,0	3,0	0,0	1,0	0,5	1,0	1,0	0,0	7,12
[4]	2,86	2,5	3,0	2,0	3,0	0,0	3,0	0,0	1,0	0,5	1,0	1,0	0,0	6,98
[5]	5,52	2,0	5,0	1,8	3,0	0,0	3,0	0,0	1,0	0,5	1,0	1,0	0,0	9,16
[6]	5,04	5,0	3,0	3,0	3,0	0,0	5,0	3,0	3,0	1,0	1,0	1,0	0,0	11,1
[7]	2,69	5,0	5,0	3,0	3,5	0,0	4,0	0,0	3,0	1,0	1,0	1,0	0,0	10,3
[8]	9,41	5,0	5,0	3,0	5,0	0,0	3,0	0,0	3,0	1,0	1,0	1,0	0,0	13,9
[9]	11,5	5,0	5,0	2,5	3,0	0,0	5,0	0,0	4,0	1,0	1,0	7,0	0,0	17,0
[10]	8,5	5,0	5,0	2,5	3,0	0,0	3,0	0,0	4,0	1,0	1,0	15,0	0,0	19,7
[18]	0,0	7,5	18	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	5,0	0,0	0,0	12,0	23,4

Энергетический интервал № 11 2 - 3 кэВ

[3]	3,5	7,0	3,0	1,5	3,0	0,0	3,0	0,0	1,0	0,5	1,0	1,0	0,0	9,68
[4]	3,0	2,5	3,0	2,0	3,0	0,0	3,0	0,0	1,0	0,5	1,0	1,0	0,0	7,04
[5]	4,0	2,0	6,0	2,6	3,0	0,0	3,0	0,0	1,0	0,5	1,0	1,0	0,0	9,17
[6]	5,0	5,0	3,0	3,0	3,0	0,0	5,0	3,0	3,0	1,0	1,0	1,0	3,0	11,5
[8]	10,0	5,0	5,0	3,0	5,0	0,0	3,0	0,0	3,0	1,0	1,0	1,0	0,0	14,3
[9]	10,0	5,0	5,0	2,5	3,0	0,0	5,0	0,0	4,0	1,0	1,0	7,0	0,0	16,0
[10]	8,0	5,0	5,0	2,5	3,0	0,0	3,0	0,0	4,0	1,0	1,0	15,0	0,0	19,5
[11]	2,0	2,0	4,0	2,0	3,0	0,0	0,0	0,0	3,0	0,5	2,0	0,4	0,0	7,1
[18]	0,0	7,5	18	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	5,0	0,0	0,0	15,0	25,1

Энергетический интервал № 12 3 - 4 кэВ

[3]	3,65	7,0	3,0	1,5	3,0	0,0	3,0	0,0	1,0	0,5	1,0	1,0	0,0	9,74
[5]	4,0	2,0	6,0	2,6	3,0	0,0	3,0	0,0	1,0	0,5	1,0	1,0	0,0	9,17
[6]	0,12	5,0	3,0	3,0	3,0	0,0	5,0	3,0	3,0	1,0	1,0	1,0	3,0	10,3
[9]	16,6	5,0	5,0	2,5	3,0	0,0	5,0	0,0	4,0	1,0	1,0	7,0	0,0	20,8
[10]	28,8	5,0	5,0	2,5	3,0	0,0	3,0	0,0	4,0	1,0	1,0	15,0	0,0	33,9
[18]	0,0	10	17	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	5,0	0,0	0,0	15,0	25,3

Энергетический интервал № 13 4 - 5 кэВ

[3]	2,2	5,0	3,0	1,5	3,0	0,0	3,0	0,0	1,0	0,5	1,0	1,0	0,0	7,90
[5]	2,37	2,0	6,0	2,6	3,0	0,0	3,0	0,0	1,0	0,5	1,0	1,0	3,0	9,09
[6]	8,55	7,0	3,0	3,0	3,0	0,0	5,0	3,0	3,0	1,0	1,0	1,0	3,0	14,3
[9]	10,2	5,0	5,0	2,5	3,0	0,0	5,0	0,0	4,0	1,0	1,0	7,0	0,0	16,2
[10]	9,1	5,0	5,0	2,5	3,0	0,0	3,0	0,0	4,0	1,0	1,0	15,0	0,0	20,0
[18]	0,0	10	17	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	5,0	0,0	0,0	18,0	27,2

Литература:	k=1	k=2	k=3	k=4	k=5	k=6	k=7	k=8	k=9	k=10	k=11	k=12	k=13	полная ошибка
-------------	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	-----	------	------	------	------	---------------

Энергетический интервал № 14 5 - 6 кэВ

Л3	6,38	7,0	3,0	1,5	3,0	0,0	3,0	0,0	1,0	0,5	1,0	1,0	0,0	11,1
Л6	7,7	7,0	3,0	3,0	3,0	0,0	5,0	3,0	3,0	1,0	1,0	1,0	3,0	13,8
Л9	13,9	5,0	5,0	2,5	3,0	0,0	5,0	0,0	4,0	1,0	1,0	7,0	0,0	18,7
Л10	7,57	5,0	5,0	2,5	3,0	0,0	3,0	0,0	4,0	1,0	19,0	15,0	0,0	27,1
Л18	0,0	5,26	18	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	5,0	0,0	0,0	18,0	26,5

Энергетический интервал № 15 6 - 7 кэВ

Л3	5,63	7,0	3,0	1,5	3,0	0,0	3,0	0,0	1,0	0,5	1,0	1,0	0,0	10,6
Л5	5,2	2,0	5,0	2,6	3,0	0,0	3,0	0,0	1,0	0,5	1,0	1,0	0,0	9,17
Л6	9,23	7,0	3,0	3,0	3,0	0,0	5,0	3,0	3,0	1,0	1,0	1,0	3,0	14,7
Л9	12,8	5,0	5,0	2,5	3,0	0,0	5,0	0,0	4,0	1,0	1,0	7,0	0,0	17,9
Л10	9,1	5,0	5,0	2,5	3,0	0,0	3,0	0,0	4,0	1,0	1,0	15,0	0,0	20,0
Л18	0,0	5,26	17,9	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	5,0	0,0	0,0	18,0	26,5

Энергетический интервал № 16 7 - 8 кэВ

Л3	4,21	4,0	3,0	1,5	3,0	0,0	3,0	0,0	1,0	0,5	1,0	1,0	0,0	8,14
Л5	2,58	2,0	6,0	2,6	3,0	0,0	3,0	0,0	1,0	0,5	1,0	1,0	3,0	9,15
Л6	12,1	7,0	3,0	3,0	3,0	0,0	5,0	3,0	3,0	1,0	1,0	1,0	3,0	16,7
Л9	32,5	5,0	5,0	2,5	3,0	0,0	5,0	0,0	4,0	1,0	1,0	7,0	0,0	34,8
Л10	29,7	5,0	5,0	2,5	3,0	0,0	3,0	0,0	4,0	1,0	1,0	15,0	0,0	34,6
Л18	0,0	5,26	17,9	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	5,0	0,0	0,0	18,0	26,5

Энергетический интервал № 17 8 - 9 кэВ

Л3	4,75	4,0	3,0	1,5	3,0	0,0	3,0	0,0	1,0	0,5	1,0	1,0	0,0	8,43
Л5	2,37	3,0	6,0	2,6	3,0	0,0	3,0	0,0	1,0	0,5	1,0	1,0	3,0	13,3
Л6	5,2	8,0	3,0	3,0	3,0	0,0	5,0	3,0	3,0	1,0	1,0	1,0	3,0	13,2
Л9	20,6	5,0	5,0	2,5	3,0	0,0	5,0	0,0	4,0	1,0	1,0	7,0	0,0	24,1
Л10	12,6	10,0	10,0	2,5	3,0	0,0	3,0	0,0	4,0	1,0	1,0	15,0	0,0	25,0
Л16	5,33	10,0	0,0	3,0	10,5	0,0	3,0	3,0	3,0	0,0	2,0	5,0	0,0	17,4
Л17	7,5	10,0	0,0	3,0	10,5	0,0	3,0	3,0	3,0	0,0	1,0	2,0	0,0	17,5
Л18	0,0	5,26	18	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	5,0	0,0	0,0	18,0	26,4

Энергетический интервал № 18 9 - 10 кэВ

Л3	4,2	4,0	3,0	2,0	3,0	0,0	3,0	0,0	1,0	0,5	1,0	1,0	0,0	8,24
Л5	4,0	2,0	6,0	2,6	3,0	0,0	3,0	0,0	1,0	0,5	1,0	1,0	3,0	9,64
Л6	8,0	8,0	3,0	3,0	3,0	0,0	5,0	3,0	3,0	1,0	1,0	1,0	3,0	14,5
Л9	30,0	30,0	5,0	2,5	3,0	0,0	5,0	0,0	4,0	1,0	1,0	7,0	0,0	44,0
Л10	11,2	10	10	2,5	3,0	0,0	3,0	9,0	4,0	1,0	1,0	15,0	0,0	26,0
Л16	6,0	10	0,0	3,0	10,5	0,0	3,0	3,0	3,0	0,0	2,0	5,0	0,0	17,6
Л17	7,0	10	0,0	3,0	10,5	0,0	3,0	3,0	3,0	0,0	1,0	2,0	0,0	17,3
Л18	0,0	5,4	17,9	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	5,0	0,0	0,0	18,0	26,4

Энергетический интервал № 19 10 - 15 кэВ

Л7	8,07	5,0	5,0	3,0	4,1	0,0	4,0	0,0	3,0	1,0	1,0	1,0	0,0	13,0
Л9	14,0	10	5,0	2,5	3,0	0,0	5,0	0,0	4,0	1,0	1,0	7,0	0,0	20,7
Л16	2,98	10	0,0	3,0	10,5	0,0	3,0	3,0	3,0	0,0	2,0	5,0	0,0	16,9
Л17	3,06	5,0	0,0	3,0	10,5	0,0	3,0	3,0	3,0	0,0	1,0	2,0	0,0	13,6
Л18	0,0	6,06	19,6	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	5,0	0,0	0,0	17,9	27,7

Литература: k=1 : k=2 : k=3 : k=4 : k=5 : k=6 : k=7 : k=8 : k=9 : k=10 : k=11 : k=12 : k=13: Полная
ошибка

Энергетический интервал № 20 15 - 20 кэВ

/9/	14,1	10	5,0	2,5	3,0	0,0	5,0	0,0	4,0	1,0	1,0	7,0	0,0	20,8
/12/	7,1	7,0	0,0	2,5	7,0	2,0	3,0	0,0	3,0	0,5	0,5	2,0	0,0	13,5
/14/	1,83	6,0	0,0	2,5	8,0	6,0	3,0	0,0	3,0	0,5	1,0	2,0	0,0	13,0
/16/	1,94	10,0	0,0	3,0	10,4	0,0	3,0	3,0	3,0	0,0	2,0	5,0	0,0	16,6
/17/	3,64	5,0	0,0	3,0	10,4	0,0	3,0	3,0	3,0	0,0	1,0	2,0	0,0	13,7

Энергетический интервал № 21 10 - 20 кэВ

/3/	4,2	4,0	3,0	2,2	3,0	1,0	3,0	0,0	1,0	0,5	1,0	1,0	0,0	8,35
/7/	8,0	5,0	5,0	3,0	4,1	0,0	4,0	0,0	3,0	1,0	1,0	1,0	0,0	13,0
/9/	15,0	10	5,0	2,5	3,0	0,0	5,0	0,0	4,0	1,0	1,0	7,0	0,0	21,4
/10/	11,2	10	10,	2,5	3,0	0,0	3,0	0,0	4,0	1,0	1,0	15,0	0,0	24,3
/15/	18,0	8,0	0,0	1,5	7,0	2,6	3,0	0,0	1,0	1,0	1,0	2,0	0,0	21,5
/16/	2,0	10	0,0	3,0	10,4	0,0	3,0	3,0	3,0	0,0	2,0	5,0	0,0	16,6
/17/	3,0	5,0	0,0	3,0	10,4	0,0	3,0	3,0	3,0	0,0	1,0	2,0	0,0	13,5

Энергетический интервал № 22 20 - 25 кэВ

/9/	15,1	10	5,0	2,5	3,0	0,0	5,0	0,0	4,0	1,0	1,0	7,0	0,0	21,5
/11/	5,0	5,0	4,0	2,0	3,0	0,0	0,0	0,0	3,0	0,5	2,0	0,4	0,0	9,61
/14/	2,0	4,68	0,0	2,5	8,0	6,0	39,0	0,0	3,0	0,5	1,0	2,0	0,0	40,8
/16/	2,46	7,0	0,0	3,0	10,4	0,0	3,0	3,0	3,0	0,0	2,0	5,0	0,0	15,1
/17/	4,35	4,0	0,0	3,0	10,4	0,0	3,0	3,0	3,0	0,0	1,0	2,0	0,0	13,6

Энергетический интервал № 23 25 - 30 кэВ

/9/	14,9	10	5,0	2,5	3,0	0,0	5,0	0,0	4,0	1,0	1,0	7,0	0,0	21,3
/14/	1,88	5,0	0,0	2,5	8,0	6,0	3,0	0,0	3,0	0,5	1,0	2,0	0,0	12,6
/16/	2,56	7,0	0,0	3,0	10,4	0,0	3,0	3,0	3,0	0,0	2,0	5,0	0,0	15,1
/17/	2,88	4,0	0,0	3,0	10,4	0,0	3,0	3,0	3,0	0,0	1,0	2,0	0,0	13,2

Энергетический интервал № 24 20 - 30 кэВ

/3/	4,2	5,0	3,0	2,5	3,0	0,0	3,0	0,0	1,0	0,5	1,0	1,0	0,0	8,9
/7/	9,0	5,0	5,0	3,0	4,1	0,0	4,0	0,0	3,0	1,0	1,0	1,0	0,0	13,6
/9/	10,0	10	5,0	2,5	3,0	0,0	5,0	0,0	4,0	1,0	1,0	7,0	0,0	18,2
/10/	11,2	10	10	2,5	3,0	0,0	3,0	0,0	4,0	1,0	1,0	15,0	0,0	24,3
/12/	2,5	2,0	0,0	2,5	7,0	2,0	3,0	0,0	3,0	0,5	0,5	2,0	0,0	9,59
/13/	1,35	5,0	0,0	2,5	5,0	5,3	3,0	0,0	3,0	1,0	2,0	2,0	0,0	10,6
/14/	2,0	5,0	0,0	2,5	8,0	6,0	3,0	0,0	3,0	0,5	1,0	2,0	0,0	12,6
/15/	6,1	4,0	0,0	1,5	7,0	3,2	3,0	0,0	1,0	1,0	1,0	2,0	0,0	11,4
/16/	3,0	7,0	0,0	3,0	10,5	0,0	3,0	3,0	3,0	0,0	2,0	5,0	0,0	15,3
/17/	3,0	4,0	0,0	3,0	3,0	0,0	3,0	3,0	3,0	0,0	1,0	2,0	0,0	8,66

Энергетический интервал № 25 30 - 40 кэВ

/3/	5,5	5,0	3,0	3,0	3,0	0,0	3,0	0,0	1,0	0,5	1,0	1,0	0,0	9,72
/12/	2,0	2,0	0,0	2,5	7,0	2,0	3,0	0,0	3,0	0,5	0,5	2,0	0,0	9,47
/14/	2,0	5,0	0,0	2,5	8,0	6,0	3,0	0,0	3,0	0,5	1,0	2,0	0,0	12,6
/15/	3,5	3,5	0,0	1,5	7,0	3,0	3,0	0,0	1,0	1,0	1,0	2,0	0,0	10,0
/16/	3,0	7,0	0,0	3,0	10,5	0,0	3,0	3,0	3,0	0,0	2,0	5,0	0,0	15,3
/17/	3,0	3,0	0,0	3,0	10,5	0,0	3,0	3,0	3,0	0,0	1,0	2,0	0,0	13,0

Лите- ра тура:	k=1	k=2	k=3	k=4	k=5	k=6	k=7	k=8	k=9	k=10	k=11	k=12	k=13	Полная ошибка
Энергетический интервал № 26 40 - 50 кэВ														
Л3	7,0	7,0	3,0	3,8	3,0	0,0	3,0	0,0	1,0	0,5	1,0	1,0	0,0	11,9
Л12	2,0	2,0	0,0	2,5	7,0	2,0	3,0	0,0	3,0	0,5	0,5	2,0	0,0	9,47
Л14	2,0	5,0	0,0	2,5	8,0	6,0	3,0	0,0	3,0	0,5	1,0	2,0	0,0	12,6
Л15	2,6	3,5	0,0	1,5	7,0	3,2	3,0	0,0	1,0	1,0	1,0	2,0	0,0	9,82
Л16	3,0	5,0	0,0	3,0	10,5	0,0	3,0	3,0	3,0	0,0	2,0	5,0	0,0	14,5
Л17	3,0	3,0	0,0	3,0	10,5	0,0	3,0	3,0	3,0	0,0	1,0	2,0	0,0	13,0
Энергетический интервал № 27 50 - 60 кэВ														
Л3	3,4	6,0	3,0	4,0	3,0	0,0	3,0	0,0	1,0	0,5	1,0	1,0	0,0	9,69
Л12	1,5	2,0	0,0	2,5	7,0	2,0	3,0	0,0	3,0	0,5	0,5	2,0	0,0	9,38
Л13	2,55	3,0	0,0	2,5	5,0	5,3	3,0	0,0	3,0	1,0	2,0	2,0	0,0	10,1
Л14	2,14	5,0	0,0	2,5	8,0	6,0	3,0	0,0	3,0	0,5	1,0	2,0	0,0	12,6
Л15	1,66	3,0	0,0	1,5	7,0	3,2	3,0	0,0	1,0	1,0	1,0	2,0	0,0	9,45
Л16	3,46	5,0	0,0	3,0	10,5	0,0	3,0	3,0	3,0	0,0	2,0	5,0	0,0	14,6
Энергетический интервал № 28 60 - 70 кэВ														
Л3	4,34	6,0	0,0	4,0	3,0	0,0	3,0	0,0	1,0	0,5	1,0	1,0	0,0	9,60
Л12	2,4	3,0	0,0	2,5	7,0	2,0	3,0	0,0	3,0	0,5	0,5	2,0	0,0	9,84
Л14	2,0	3,0	0,0	2,5	8,0	6,0	3,0	0,0	3,0	0,5	1,0	2,0	0,0	10,33
Л15	2,1	3,0	0,0	1,5	7,0	3,2	3,0	0,0	1,0	1,0	1,0	2,0	0,0	9,52
Энергетический интервал № 29 70 - 80 кэВ														
Л3	7,5	6,0	0,0	4,0	3,0	0,0	3,0	0,0	1,0	0,5	1,0	1,0	0,0	11,4
Л12	2,0	3,0	0,0	2,5	7,0	3,0	3,0	0,0	3,0	0,5	0,5	2,0	0,0	9,99
Л14	2,0	5,0	0,0	2,5	8,0	6,0	3,0	0,0	3,0	0,5	1,0	2,0	0,0	12,6
Л15	2,1	2,0	0,0	1,5	7,0	3,6	3,0	0,0	1,0	1,0	1,0	2,0	0,0	9,41
Энергетический интервал № 30 90 - 100 кэВ														
Л3	12,0	13,0	0,0	4,5	3,0	0,0	3,0	0,0	1,0	0,5	1,0	1,0	0,0	18,8
Л14	1,32	5,0	0,0	2,5	8,0	6,0	3,0	0,0	3,0	0,5	1,0	2,0	0,0	12,5
Энергетический интервал № 31 100 - 200 кэВ														
Л3	12,0	21,0	0,0	4,5	3,0	0,0	3,0	0,0	1,0	0,5	1,0	1,0	0,0	25,0
Л11	7,0	10,0	4,0	2,0	3,0	0,0	0,0	0,0	3,0	0,5	2,0	0,4	0,0	13,8
Л13	2,0	4,0	0,0	2,5	5,0	5,3	3,0	0,0	3,0	1,0	2,0	2,0	0,0	10,3
Л14	3,0	6,0	0,0	2,5	8,0	6,0	3,0	0,0	3,0	0,5	1,0	2,0	0,0	13,2
Л15	1,5	4,4	0,0	1,5	7,0	4,6	3,0	0,0	1,0	1,0	1,0	2,0	0,0	10,5
Л17	5,0	4,0	0,0	3,0	10,5	0,0	3,0	3,0	3,0	0,0	1,0	2,0	0,0	13,9
№ 32. Энергия 200 кэВ														
Л12	2,0	3,0	0,0	2,5	7,0	3,0	3,0	0,0	3,0	0,5	0,5	2,0	0,0	9,99
Л14	9,38	6,0	0,0	2,5	8,0	6,0	3,0	0,0	3,0	0,5	1,0	2,0	0,0	15,9
№ 33. Энергия 250 кэВ														
Л13	2,0	5,0	0,0	2,5	5,0	6,0	3,0	0,0	3,0	1,0	2,0	2,0	0,0	11,1
Л14	4,11	7,0	0,0	2,5	8,0	6,0	3,0	0,0	3,0	0,5	1,0	2,0	0,0	14,0
№ 34. Энергия 300 кэВ														
Л12	2,0	3,0	0,0	2,5	7,0	3,0	3,0	0,0	3,0	0,5	0,5	2,0	0,0	9,99
Л14	3,0	7,0	0,0	2,5	8,0	6,0	3,0	0,0	3,0	0,5	1,0	2,0	0,0	13,7
Л15	1,0	6,1	0,0	1,5	7,0	5,4	3,0	0,0	1,0	1,0	1,0	2,0	0,0	11,6

Литература:	k=1	k=2	k=3	k=4	k=5	k=6	k=7	k=8	k=9	k=10	k=11	k=12	k=13	Полная ошибка
№ 35. Энергия 400 кэВ														
[12]	2,0	3,0	0,0	2,5	7,0	4,2	3,0	0,0	3,0	0,5	0,5	2,0	0,0	10,4
[13]	2,0	4,0	0,0	2,5	5,0	6,0	3,0	0,0	3,0	1,0	2,0	2,0	0,0	10,7
[14]	3,0	8,0	0,0	2,5	8,0	7,0	3,0	0,0	3,0	0,5	1,0	2,0	0,0	14,7
[15]	1,0	7,2	0,0	1,5	7,0	6,0	3,0	0,0	1,0	1,0	1,0	2,0	0,0	12,5
№ 36. Энергия 500 кэВ														
[12]	2,05	1,0	0,0	2,5	7,0	5,0	3,0	0,0	3,0	0,5	0,5	2,0	0,0	10,4
[15]	0,41	7,0	0,0	1,5	7,0	6,0	3,0	0,0	1,0	1,0	1,0	2,0	0,0	12,3
№ 37. Энергия 600 кэВ														
[12]	3,0	4,0	0,0	2,5	7,0	5,0	3,0	0,0	3,0	0,5	0,5	2,0	0,0	11,3
[13]	2,0	4,0	0,0	2,5	5,0	6,5	3,0	0,0	3,0	1,0	2,0	2,0	0,0	11,0
[14]	4,0	15,0	0,0	2,5	8,0	10,0	3,0	0,0	3,0	0,5	1,0	2,0	0,0	20,8
№ 38. Энергия 750 кэВ														
[13]	1,77	4,0	0,0	2,5	5,0	6,5	3,0	0,0	3,0	1,0	0,0	2,0	0,0	10,8
[15]	1,5	8,5	0,0	1,5	7,0	7,5	3,0	0,0	1,0	1,0	1,0	2,0	0,0	14,1
№ 39. Энергия 900 кэВ														
[13]	3,0	6,0	0,0	2,5	5,0	7,0	3,0	0,0	3,0	1,0	2,0	2,0	0,0	12,3
[15]	2,0	10,0	0,0	1,5	7,0	9,0	3,0	0,0	1,0	1,0	1,0	2,0	0,0	15,9
№ 40. Энергия 1000 кэВ														
[13]	3,0	6,0	0,0	2,5	5,0	7,5	3,0	0,0	3,0	1,0	2,0	2,0	0,0	12,6
[15]	2,5	11,0	0,0	1,5	7,0	11,0	3,0	0,0	1,0	1,0	1,0	2,0	0,0	17,8

Корреляции между ошибками различных экспериментов

В результате анализа методов и ошибок экспериментов были выявлены различные корреляции между парциальными ошибками экспериментов. Ниже эти корреляции представляются в виде треугольных матриц корреляций (табл. 2-9) и подробно описываются. Как и раньше считается, что парциальные ошибки одного эксперимента между собой не коррелируют [1]. При построении матрицы используются следующие правила:

- если две работы порознь полностью коррелируют с третьей, то они полностью коррелируют между собой;

- если одна работа коррелирует с другой частично, а с третьей - полностью, то и вторая с третьей должны коррелировать частично.

k = 1 (табл. 2). Поскольку Гвин [3] и Перед [5] выполнили измерения α на одном и том же ускорителе ORELA, то между их данными возможна частичная корреляция по фону. Аналогично, между работами Курова [9] и Ван Ши-ди [10] должна существовать частичная корреляция, так как они измерили α на ИБР'е.

k = 2. Корреляции отсутствуют.

k = 3. (табл. 3). Работа Гвина и др. [3] (нормирована в тепловой области энергии по II интервалам от 0,02 до 0,4 эВ к σ_f и σ_a , взятым из ENDF/B-III) полностью коррелирует с работами [10] (нормировка к α и σ_f при 2200 м/с в тепловой области энергии), [16] и [17] (обе работы перенормированы к среднезвешенному среднему α_{cp} при 30 ± 10 кэВ, полученному с учетом

Таблица 2

Матрица коэффициентов корреляции между парциальными ошибками, обусловленными фоном, $K_{i,j}$

i, j	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18
3	I	0	0,5	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
4		I	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5			I	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
6				I	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
7					I	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
8						I	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
9							I	0,5	0	0	0	0	0	0	0	0
10								I	0	0	0	0	0	0	0	0
11									I	0	0	0	0	0	0	0
12										I	0	0	0	0	0	0
13											I	0	0	0	0	0
14												I	0	0	0	0
15													I	0	0	0
16														I	0	0
17															I	0
18																I

данных работ [3, 12-15]). Последние работы должны полностью коррелировать между собой и с работами [9, 10, 16, 17], так как по ним получено используемое для нормировки в других работах средневзвешенное α_{cp} .

Работы [3] и [9] коррелируют полностью через работу [10] (результаты работы [9] нормированы на α в резонансах, полученных в работе [10]).

Эксперимент Де Соссюра и др. [4] коррелирует полностью с работой [5] (результаты работы [5] нормированы в области 100-200 эВ к результатам работ [4,6]); в работе [6] использовалось α в области 11,45-12,0 эВ, взятое из работ [3, 7]; результаты измерения α в работе [15] были нормированы в области 200-1000 эВ к данным работы [5]). В работе [9] данные нормируются на значение α для 14 резонансов ^{235}U , при этом не указывается откуда взяты эти данные. Можно предполагать, что они взяты из работ [4] или [10], поэтому выше указано, что $K_9, 10 = 1$, а для данных работ [4] и [9] предполагается частичная корреляция.

Данные работы [18] должны полностью коррелировать с данными работ [3] и [6], так как известно, что для калибровки в работе [18] использовалось значение в тепловой области. Однако конкретная информация о том, откуда взято $\alpha_{тепл}$ отсутствует, что заставляет приписать коэффициенту корреляции между ошибками этих работ, а также работ [10] и [18] лишь частичную корреляцию.

Остальные указанные в табл.3 корреляции получаются в результате применения приведенных выше правил.

$k = 4$ (табл.4). Работы [3-6, 9, 12, 14, 15, 17] коррелируют между собой полностью, так как во всех этих работах для мониторинга нейтронного потока использовалась камера с ^{10}B . Работы [3, 7, 10, 13] закоррелированы частично, так как авторы работ [7, 9, 13] не указывают способ мониторинга потока и можно только предполагать, что монитором служил счетчик на ^{10}B . Эксперименты работ [9] и [8] закоррелированы частично, так как в работе [8] использовались три счетчика: два на ^{10}B и один на NaI , с образцом из серебра. В работе [16] использовался ^6Li и поэтому она ни с чем не коррелирует. В работе [11] использовались металлические фольги, таким образом она также ни с чем не коррелирует. В работе [18] использовался свинцовый спектрометр и она также ни с чем не коррелирует.

Располагая приведенной выше информацией можно построить матрицу коэффициентов корреляции K_{4ij} , соблюдая при построении указанные раньше правила.

Таблица 3

Матрица коэффициентов корреляции между парциальными ошибками нормировки, $K_{3,i,j}$

i, j	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18
3	I	0,5	0,5	0,5	0,5	0	I	I	0	I	I	I	I	I	I	0,7
4		I	I	I	I	0	0,5	0,5	0	0,5	0,5	0,5	0,5	0,5	0,5	0
5			I	I	I	0	0,5	0,5	0	0,5	0,5	0,5	0,5	0,5	0,5	0
6				I	I	0	0,5	0,5	0	0,5	0,5	0,5	0,5	0,5	0,5	0,7
7					I	0	0,5	0,5	0	0,5	0,5	0,5	0,5	0,5	0,5	0
8						I	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
9							I	I	0	I	I	I	I	I	I	0
10								I	0	I	I	I	I	I	I	0,7
11									I	0	0	0	0	0	0	0
12										I	I	I	I	I	I	0
13											I	I	I	I	I	0
14												I	I	I	I	0
15													I	I	I	0
16														I	I	0
17															I	0
18																I

Таблица 4

Матрица коэффициентов корреляции между парциальными ошибками из-за неопределенности в нейтронном потоке, $K_{4,i,j}$

i, j	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18
3	I	I	I	I	0,5	0,5	I	0,5	0	I	0,5	I	I	0	I	0
4		I	I	I	0,5	0,5	I	0,5	0	I	0,5	I	I	0	I	0
5			I	I	0,5	0,5	I	0,5	0	I	0,5	I	I	0	I	0
6				I	0,5	0,5	I	0,5	0	I	0,5	I	I	0	I	0
7					I	0,5	0,5	0,5	0	0,5	0,5	0,5	0,5	0	0,5	0
8						I	0,5	0,5	0	0,5	0,5	0,5	0,5	0	0,5	0
9							I	0,5	0	I	0,5	I	I	0	I	0
10								I	0	0,5	0,5	0,5	0,5	0	0,5	0
11									I	0	0	0	0	0	0	0
12										I	0,5	I	I	0	I	0
13											I	0,5	0,5	0	0,5	0
14												I	I	0	I	0
15													I	0	I	0
16														I	0	0
17															I	0
18																I

$k = 5$ (табл.5). Измерения работ [4] и [5] полностью коррелируют, так как величина $\rho = \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon}$, где ε - эффективность камеры деления была определена с точностью $\pm 3\%$ при подгонке данных работы [5] к данным работы [4] по σ_{γ} в области 24-60 эВ. Эффективность бака для регистрации захвата ε_{γ} определялась нормировкой данных работы [5] к данным работы [4] по интегралу захвата в области 100-200 эВ, а эффективность бака для регистрации деления ε_f была получена из данных работы [4] по интегралу деления от 100 до 200 эВ. Тот факт, что эффективность в работе [5] определялась по результатам работы [4], уже был учтен при рассмотрении корреляций для парциальной ошибки ($k = 3$). Работы [12-15] коррелируют между собой из-за того,

Матрица коэффициентов корреляции между парциальными ошибками определения эффективности детекторной системы, $K_{5,1,j}$

1, j	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18
3	I	0	0	0	0	0	0	0	0	I	I	I	I	I	I	0
4		I	I	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5			I	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
6				I	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
7					I	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
8						I	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
9							I	0	0	0	0	0	0	0	0	0
10								I	0	0	0	0	0	0	0	0
11									I	0	0	0	0	0	0	0
12										I	I	I	I	I	I	0
13											I	I	I	I	I	0
14												I	I	I	I	0
15													I	I	I	0
16														I	I	0
17															I	0
18																I

что в них использовалась экстраполяция спектра импульсов к нулю. Если считать, что величина ошибки экстраполяции слабо зависит от размеров бака, который одинаков лишь в работах [12] и [14], то корреляцию между этими работами можно считать полной. Кроме того, в ошибку нормировки работ [16, 17] входит ошибка определения эффективности детекторной системы. Корреляции между работами [12-17] учтены по $k = 3$. Но такой их учет малоэффективен, так как по $k = 3$ ошибки имеют лишь работы [16, 17]. Поэтому целесообразнее учесть наличие полной корреляции между работами [12-17] по парциальной ошибке $k = 5$, предварительно перенеся ошибку нормировки из $k = 3$ в $k = 5$, не выделяя отдельно ошибку нормировки работ [16, 17].

В ошибку нормировки в работе [18] входит и ошибка определения эффективности (так как в эксперименте путем калибровки на известное значение $\alpha_{\text{тепл}}$ определялась эффективность регистрации детекторной системы), но в этом случае, хотя и нельзя выделить парциальную ошибку $k=5$, тем не менее не логично переносить ошибку из $k = 3$, потому что работа [18] коррелирует по $k = 3$ с работами [4, 6, 10], и для всех этих работ указаны как ошибка нормировки, так и ошибка определения эффективности.

Если условно разделить ошибку нормировки работы [18], то корреляцию можно учесть как по $k = 3$, так и по $k = 5$ (как для работ [4, 5], см. выше).

Не делая такого деления (отсутствует информация), оставим ошибку в $k = 3$, тогда по $k=5$ работа [18] ни с чем не коррелирует.

$k = 6$ (табл.6). Данная парциальная ошибка имеет место только в работах [12-15]. Полностью закоррелированы работы [12, 14], так как в них использовался один и тот же сцинтилляционный бак.

$k = 7$ (табл.7). В работе [3] использовался большой жидкий сцинтилляционный бак, поэтому считаем, что работа [3] полностью коррелирует со всеми экспериментами, в которых использовался такой же или аналогичный бак. По этой причине работы [3-6, 9, 10, 12-15] полностью коррелируют между собой.

$k = 8$ (табл.8). Данная парциальная ошибка имеет место только в работах [6, 16, 17]. Считается, что все три работы полностью закоррелированы.

$k = 9$. Считаем, что ошибка фона от запаздывающих γ -излучений деления полностью скоррелирована во всех экспериментах.

Таблица 6

Матрица коэффициентов корреляции между парциальными ошибками, связанными с вероятностью того, что при делении не регистрируются нейтроны деления, $K_{6,i,j}$, а также между парциальными ошибками, вызванными неопределенностями в поправках на примесь в образце, $K_{II,i,j}$

i, j	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18
3	I	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
4		I	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5			I	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
6				I	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
7					I	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
8						I	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
9							I	0	0	0	0	0	0	0	0	0
10								I	0	0	0	0	0	0	0	0
11									I	0	0	0	0	0	0	0
12										I	0	0	0	0	0	0
13											I	0	0	0	0	0
14												I	0	0	0	0
15													I	0	0	0
16														I	0	0
17															I	0
18																I

Таблица 7

Матрица коэффициентов корреляции между парциальными ошибками, вызванными неопределенностью ϵ_j , обусловленной изменениями в спектре β -излучений, $K_{7,i,j}$

i, j	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18
3	I	I	I	I	0	0	I	I	0	I	I	I	I	0	0	0
4		I	I	I	0	0	I	I	0	I	I	I	I	0	0	0
5			I	I	0	0	I	I	0	I	I	I	I	0	0	0
6				I	0	0	I	I	0	I	I	I	I	0	0	0
7					I	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
8						I	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
9							I	I	0	I	I	I	I	0	0	0
10								I	0	I	I	I	I	0	0	0
11									I	0	0	0	0	0	0	0
12										I	I	I	I	0	0	0
13											I	I	I	0	0	0
14												I	I	0	0	0
15													I	0	0	0
16														I	0	0
17															I	0
18																I

$k = 10$. По данной парциальной ошибке корреляций не обнаружено.

$k = 11$. Полностью коррелируют работы [12, 14], потому что в них использовался образец с одной и той же изотопной композицией.

$k = 12$. (табл.9). Работы [4, 5] полностью коррелируют, так как в них использовался один и тот же метод введения поправок на рассеяние нейтронов.

$k = 13$. Корреляций по парциальной ошибке энергетического разрешения нет.

Таблица 8

Матрица коэффициентов корреляции между парциальными ошибками в \bar{V} , приводящими к неопределенности в α , $K_{9,1,j}$

1, j	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18
3	I	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
4		I	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5			I	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
6				I	0	0	0	0	0	0	0	0	0	I	I	0
7					I	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
8						I	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
9							I	0	0	0	0	0	0	0	0	0
10								I	0	0	0	0	0	0	0	0
11									I	0	0	0	0	0	0	0
12										I	0	0	0	0	0	0
13											I	0	0	0	0	0
14												I	0	0	0	0
15													I	0	0	0
16														I	I	0
17															I	0
18																I

Таблица 9

Матрица коэффициентов корреляции между парциальными ошибками, вызванными рассеянием нейтронов в образце и стенках детектора, $K_{12,1,j}$

1, j	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18
3	I	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
4		I	I	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5			I	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
6				I	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
7					I	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
8						I	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
9							I	0	0	0	0	0	0	0	0	0
10								I	0	0	0	0	0	0	0	0
11									I	0	0	0	0	0	0	0
12										I	0	0	0	0	0	0
13											I	0	0	0	0	0
14												I	0	0	0	0
15													I	0	0	0
16														I	0	0
17															I	0
18																I

Оцененные значения $\alpha(^{235}\text{U})$

Результаты расчетов весов, с которыми должны быть учтены измеренные в каждом эксперименте значения $\alpha(^{235}\text{U})$ в случаях отсутствия корреляций ($K=0$), приписанных корреляций (K) и полной корреляции ($K=1$) между ошибками всех работ для каждого рассматриваемого энергетического интервала приведены в табл.10. Там же даны значения $\alpha(^{235}\text{U})$, полученные в каждом эксперименте.

Таблица 10

Оптимизированные "веса" экспериментов при отсутствии корреляции (K=0) приписанной (K) и полной (K=I) корреляциях и экспериментальные значения α (^{235}U) для разных энергетических интервалов

Ли- тера- тура	K=0	K	K=I	α измер	Ли- тера- тура	K=0	K	K=I	α измер
0,1 - 0,2 кэВ					0,2 - 0,3 кэВ				
37	0,289	0,443	1,00	0,69±0,05(0,0392)	37	0,269	0,368	1,00	0,45±0,029
47	0,250	0,382		0,55±0,038(0,0385)	47	0,234	0,202		0,43±0,030
57	0,198			0,54±0,034(0,043)	57	0,180	0,156		0,43±0,027(0,034)
67	0,100			0,53±0,06	77	0,111	0,096		0,417±0,042
87	0,095	0,174		0,65±0,074	87	0,086	0,074		0,55±0,063
97	0,056			0,776±0,115	97	0,051	0,044		0,538±0,080
107	0,012	0,001		0,91±0,30	107	0,025	0,021		0,61±0,13
					187	0,044	0,039		0,70±0,03
0,3 - 0,4 кэВ					0,4 - 0,5 кэВ				
37	0,270	0,370	1,0	0,52±0,034	37	0,291	0,425	1,00	0,35±0,023
47	0,225	0,194		0,50±0,034	47	0,275	0,391		0,37±0,025
57	0,188	0,162		0,480±0,03(0,038)	57	0,199			0,34±0,021(0,027)
77	0,113	0,098		0,471±0,048	77	0,121	0,155		0,343±0,035
87	0,090	0,078		0,63±0,072	97	0,056			0,374±0,056
97	0,054	0,046		0,50±0,074	107	0,027			0,37±0,08
107	0,022	0,019		0,48±0,11	187	0,031	0,029		0,57
187	0,038	0,033		0,69					
0,5 - 0,6 кэВ					0,6 - 0,7 кэВ				
37	0,298	0,417	1,00	0,29±0,019	37	0,287	0,407	1,00	0,42±0,028
47	0,263	0,369		0,33±0,023	47	0,261	0,370		0,41±0,029
57	0,203			0,290±0,018(0,023)	57	0,207			0,380±0,024(0,030)
77	0,123	0,172		0,284±0,029	77	0,125	0,177		0,389±0,039
97	0,057			0,253±0,038	97	0,058			0,426±0,064
107	0,029	0,001		0,24±0,05	107	0,033	0,001		0,43±0,084
187	0,027	0,041		0,43	187	0,029	0,045		0,43
0,7 - 0,8 кэВ					0,8 - 0,9 кэВ				
37	0,287	0,425	1,00	0,45±0,030	37	0,292	0,396	1,00	0,51±0,035
47	0,269	0,387		0,45±0,031	47	0,282	0,382		0,53±0,037
57	0,207	0,002		0,42±0,026(0,033)	57	0,219			0,48±0,03(0,038)
77	0,119	0,155		0,406±0,042	77	0,127	0,172		0,51±0,053
97	0,056			0,351±0,053	97	0,011			0,301±0,105
107	0,034	0,004		0,39±0,076	107	0,036	0,001		0,48±0,094
187	0,028	0,027		0,50	187	0,033	0,049		0,56
0,9 - 1 кэВ					1 - 2 кэВ				
37	0,306	0,421	1,0	0,68±0,046	37	0,238	0,357		0,42±0,028
47	0,266	0,366		0,68±0,048	47	0,248	0,372	1,00	0,43±0,030
57	0,224	0,008		0,62±0,032(0,049)	57	0,144			0,36±0,028(0,033)
77	0,128	0,176		0,621±0,065	67	0,098			0,36±0,04
97	0,013			0,458±0,15	77	0,114	0,098		0,407±0,042
107	0,037	0,001		0,41±0,08	87	0,063	0,131		0,46±0,064

Ли- тера- тура	K=0	K	K=I	α замер.	Ли- тера- тура	K=0	K	K=I	α замер
0,9 - I кэВ					I-2 кэВ				
/18/	0,026	0,028		0,58	/9/	0,042	0,006		0,352±0,060
					/10/	0,031	0,004		0,38±0,075
					/18/	0,022	0,032		0,53
2 - 3 кэВ					3 - 4 кэВ				
/3/	0,128	0,154		0,41±0,04	/3/	0,289	0,338	0,055	0,38±0,037
/4/	0,243	0,291	0,537	0,32±0,022	/5/	0,326	0,413	0,649	0,30±0,023(0,0275)
/5/	0,143	0,034		0,300±0,023(0,0275)	/6/	0,256	0,165	0,296	0,29±0,03
/6/	0,091	0,022		0,31±0,04	/9/	0,063	0,041		0,48±0,10
/8/	0,059	0,070		0,64±0,092	/10/	0,024	0,015		0,59±0,20
/9/	0,047			0,40±0,064	/18/	0,042	0,028		0,35
/10/	0,032	0,002		0,40±0,078					
/11/	0,239	0,412	0,463	0,461±0,032*					
/18/	0,018	0,015		0,40					
4 - 5 кэВ					5 - 6 кэВ				
/3/	0,394	0,507	0,862	0,38±0,03	/3/	0,406	0,496	1,00	0,38±0,042
/5/	0,297	0,336	0,138	0,33±0,025(0,03)	/6/	0,261	0,279		0,29±0,04
/6/	0,120	0,061		0,28±0,04	/9/	0,142	0,096		0,267±0,05
/9/	0,094	0,048		0,421±0,068	/10/	0,068	0,046		0,35±0,07
/10/	0,061	0,031		0,40±0,08	/17/	0,052	0,035		0,38±0,12
/18/	0,034	0,017		0,36	/18/	0,071	0,048		0,38
6 - 7 кэВ					7 - 8 кэВ				
/3/	0,260	0,257	0,008	0,47±0,050	/3/	0,421	0,496	0,840	0,43±0,035
/5/	0,350	0,346	0,992	0,36±0,02(0,033)	/5/	0,333	0,344	0,160	0,41±0,032(0,0375)
/6/	0,136	0,135		0,34±0,05	/6/	0,100	0,065		0,33±0,055
/9/	0,092	0,091		0,34±0,061	/9/	0,023	0,015		0,287±0,100
/10/	0,074	0,073		0,35±0,07	/10/	0,023	0,015		0,26±0,09
/17/	0,047	0,047		0,44±0,011	/17/	0,059	0,038		0,46±0,10
/18/	0,041	0,051		0,38	/18/	0,041	0,027		0,38
8 - 9 кэВ					9 - 10 кэВ				
/3/	0,383	0,452	1,00	0,51±0,043	/3/	0,366	0,427	1,00	0,42±0,035
/5/	0,153	0,173		0,44±0,034(0,04)	/5/	0,267	0,337		0,39±0,030(0,038)
/6/	0,157	0,127		0,38±0,05	/6/	0,118	0,076		0,36±0,05
/9/	0,047	0,038		0,332±0,08	/9/	0,013	0,008		0,203±0,089
/10/	0,043	0,035		0,32±0,08	/10/	0,037	0,024		0,32±0,080
/16/	0,090	0,072		0,46±0,08	/16/	0,080	0,051		0,40±0,07
/17/	0,088	0,071		0,40±0,07	/17/	0,083	0,053		0,375±0,065
/18/	0,039	0,032		0,38	/18/	0,036	0,024		0,37
10 - 15 кэВ					15 - 20 кэВ				
/7/	0,320	0,398	0,576	0,40±0,052	/9/	0,102	0,176		0,37±0,079
/9/	0,126	0,112		0,334±0,071	/12/	0,243	0,303	0,246	0,364±0,049
/16/	0,191	0,169		0,44±0,074	/14/	0,261	0,251	0,561	0,354±0,046

* В интервале I-3 кэВ.

Ли- тера- тура	K=0	K	K=I	α номер	Ли- тера- тура	K=0	K	K=I	α номер
10 - 15 кэВ					15 - 20 кэВ				
$\overline{17}$	0,292	0,259	0,424	0,383±0,052	$\overline{16}$	0,159	0,109		0,45±0,075
$\overline{18}$	0,071	0,062		0,33	$\overline{17}$	0,235	0,161	0,193	0,379±0,052
10 - 20 кэВ					20 - 25 кэВ				
$\overline{3}$	0,405	0,536	1,00	0,40±0,033	$\overline{9}$	0,093	0,021		0,373±0,08
$\overline{7}$	0,168	0,241		0,385±0,050	$\overline{11}$	0,462	0,656	0,990	0,361±0,038
$\overline{9}$	0,062	0,032		0,352±0,075	$\overline{14}$	0,026	0,019	0,008	0,347±0,043
$\overline{10}$	0,048	0,025		0,40±0,099	$\overline{16}$	0,187	0,136		0,37±0,056
$\overline{15}$	0,061	0,032		0,444±0,098	$\overline{17}$	0,232	0,168	0,002	0,375±0,051
$\overline{16}$	0,102	0,053		0,445±0,074					
$\overline{17}$	0,154	0,081		0,38±0,052					
25 - 30 кэВ					20 - 30 кэВ				
$\overline{9}$	0,118	0,198		0,347±0,074	$\overline{3}$	0,171	0,294	0,431	0,39±0,035
$\overline{14}$	0,339	0,441	0,637	0,35±0,044	$\overline{7}$	0,073	0,191		0,395±0,054
$\overline{16}$	0,234	0,156		0,33±0,050	$\overline{9}$	0,041	0,030		0,36±0,066
$\overline{17}$	0,309	0,205	0,363	0,356±0,047	$\overline{10}$	0,023	0,016		0,36±0,089
					$\overline{12}$	0,147	0,100	0,244	0,375±0,036
					$\overline{13}$	0,119	0,081		0,376±0,040
					$\overline{14}$	0,085	0,058		0,349±0,044
					$\overline{15}$	0,103	0,070		0,339±0,039
					$\overline{16}$	0,058	0,039		0,35±0,053
					$\overline{17}$	0,180	0,121	0,325	0,368±0,049
30 - 40 кэВ					40 - 50 кэВ				
$\overline{3}$	0,220	0,520	0,454	0,37±0,036	$\overline{3}$	0,154	0,280	0,193	0,36±0,043
$\overline{12}$	0,231	0,142	0,546	0,366±0,035	$\overline{12}$	0,225	0,390	0,807	0,35±0,033
$\overline{14}$	0,131	0,081		0,350±0,044	$\overline{14}$	0,158			0,352±0,044
$\overline{15}$	0,206	0,127		0,366±0,051	$\overline{15}$	0,228	0,320		0,332±0,033
$\overline{16}$	0,890	0,055		0,39±0,059	$\overline{16}$	0,105	0,010		0,41±0,059
$\overline{17}$	0,122	0,075		0,376±0,049	$\overline{17}$	0,130			0,381±0,049
50 - 60 кэВ					60 - 70 кэВ				
$\overline{3}$	0,197	0,404	0,441	0,32±0,031	$\overline{3}$	0,283	0,432	0,470	0,29±0,028
$\overline{12}$	0,210	0,028	0,472	0,322±0,031	$\overline{12}$	0,260	0,050		0,325±0,032
$\overline{13}$	0,182	0,265		0,327±0,033	$\overline{14}$	0,163	0,031		0,315±0,040
$\overline{14}$	0,116			0,333±0,042	$\overline{15}$	0,294	0,487	0,530	0,296±0,028
$\overline{15}$	0,207	0,303	0,087	0,307±0,029					
$\overline{16}$	0,088			0,42±0,061					
70 - 80 кэВ					90 - 100 кэВ				
$\overline{3}$	0,219	0,254	0,244	0,30±0,035	$\overline{3}$	0,306	0,259	0,091	0,26±0,05
$\overline{12}$	0,284	0,234		0,346±0,035	$\overline{14}$	0,694	0,741	0,909	0,304±0,038
$\overline{14}$	0,178	0,148		0,313±0,039					
$\overline{15}$	0,319	0,364	0,756	0,285±0,027					

Литература	K=0	K	K=I	α измер.	Литература	K=0	K	K=I	α измер.
100 - 200 кэВ					200 кэВ				
$\sqrt{13}$	0,044	0,040		0,21 \pm 0,053	$\sqrt{12}$	0,718	0,994	1,00	0,254 \pm 0,025
$\sqrt{11}$	0,144	0,294	0,160	0,214 \pm 0,030	$\sqrt{14}$	0,282	0,006		0,182 \pm 0,029
$\sqrt{13}$	0,260	0,334	0,614	0,224 \pm 0,023	250 кэВ				
$\sqrt{14}$	0,158	0,007		0,224 \pm 0,030	$\sqrt{13}$	0,613	0,689	1,00	0,213 \pm 0,024
$\sqrt{15}$	0,250	0,325	0,226	0,240 \pm 0,025	$\sqrt{14}$	0,387	0,311		0,186 \pm 0,026
$\sqrt{17}$	0,144			0,300 \pm 0,042	300 кэВ				
300 кэВ					400 кэВ				
$\sqrt{12}$	0,440	0,654	1,00	0,215 \pm 0,021	$\sqrt{12}$	0,318	0,314	0,767	0,164 \pm 0,017
$\sqrt{14}$	0,234			0,175 \pm 0,024	$\sqrt{13}$	0,301	0,298	0,233	0,153 \pm 0,016
$\sqrt{15}$	0,326	0,346		0,195 \pm 0,023	$\sqrt{14}$	0,160	0,158		0,136 \pm 0,020
500 кэВ					600 кэВ				
$\sqrt{12}$	0,585	0,664	0,992	0,154 \pm 0,016	$\sqrt{12}$	0,425	0,473	0,050	0,129 \pm 0,0146
$\sqrt{15}$	0,415	0,336	0,008	0,162 \pm 0,020	$\sqrt{13}$	0,450	0,527	0,950	0,143 \pm 0,016
750 кэВ					900 кэВ				
$\sqrt{13}$	0,631	0,689	1,00	0,128 \pm 0,014	$\sqrt{13}$	0,624	0,654	1,00	0,101 \pm 0,012
$\sqrt{15}$	0,369	0,311		0,138 \pm 0,019	$\sqrt{15}$	0,376	0,346		0,111 \pm 0,018
1000 кэВ									
$\sqrt{13}$	0,661	0,719	1,00	0,087 \pm 0,011					
$\sqrt{15}$	0,339	0,281		0,085 \pm 0,015					

Примечание. В скобках даны ошибки, приписанные В.А.Коньшиным, В.Ф.Шарковым, Е.Ш.Суховицким.

Полная ошибка для каждого эксперимента приводилась в табл.1. В скобках в табл.10 даны абсолютные ошибки, приписанные в результате анализа структуры полной ошибки эксперимента.

По табл.10 легко проследить как меняется вес эксперимента при переводе от случая отсутствия корреляций к случаю полной корреляции, и какие работы дают вклад в оценку α .

Оцененные значения $\alpha(^{235}\text{U})$, ошибки оценки в каждом энергетическом интервале для случаев отсутствия корреляции (K=0), приписанной корреляции (K) и полной корреляции (K=I), сведены в табл.11.

При расчете ошибок оценки с неоптимизированными весами, принимавшимися равными величинам, обратно пропорциональным квадрату ошибки их значения, несколько увеличиваются. В табл.12 сведены все рассчитанные ошибки.

Заключение

Для успешного применения метода оценки ядерных констант с учетом корреляций между парциальными ошибками различных экспериментов необходимо иметь полную информацию о структуре полной ошибки эксперимента. Поэтому эксперименты, выполненные на современном уровне, должны отличаться детальным анализом экспериментальных погрешностей.

Таблица II

Оцененные значения α (^{235}U) и ошибки оценки с учетом оптимизированных весов для случаев отсутствия корреляции ($K=0$), приписанной (K) и полной ($K=1$) корреляций

№ интервала	Энергия, кэВ	$\alpha_{\text{оц}}$			Ошибки оценки, %		
		$K=0$	K	$K=1$	$K=0$	K	$K=1$
I	0,1 - 0,2	0,61	0,63	0,69	3,52	5,21	6,54
2	0,2 - 0,3	0,47	0,46	0,45	3,36	5,25	6,48
3	0,3 - 0,4	0,52	0,52	0,52	3,43	5,31	6,60
4	0,4 - 0,5	0,36	0,36	0,35	3,55	5,32	6,57
5	0,5 - 0,6	0,30	0,31	0,29	3,57	5,37	6,55
6	0,6 - 0,7	0,41	0,41	0,42	3,59	5,41	6,71
7	0,7 - 0,8	0,43	0,44	0,45	3,57	5,38	6,67
8	0,8 - 0,9	0,50	0,52	0,51	3,71	5,44	6,86
9	0,9 - 1,0	0,64	0,66	0,68	3,74	5,51	6,76
10	1 - 2	0,40	0,43	0,43	3,48	5,30	6,98
II	2 - 3	0,39	0,41	0,39	3,47	4,72	6,77
12	3 - 4	0,34	0,34	0,30	5,23	7,24	8,84
13	4 - 5	0,36	0,36	0,37	4,96	6,76	7,86
14	5 - 6	0,34	0,34	0,38	7,05	8,65	11,00
15	6 - 7	0,39	0,39	0,36	5,42	7,47	9,17
16	7 - 8	0,41	0,41	0,43	5,28	6,91	8,10
17	8 - 9	0,45	0,46	0,51	5,21	7,22	8,43
18	9 - 10	0,39	0,40	0,42	4,99	6,98	8,24
19	10 - 15	0,39	0,40	0,39	7,36	8,66	12,06
20	15 - 20	0,38	0,37	0,36	6,64	10,13	12,69
21	10 - 20	0,40	0,40	0,40	5,31	7,07	8,35
22	20 - 25	0,37	0,36	0,36	6,54	7,83	9,60
23	25 - 30	0,35	0,35	0,35	7,32	10,41	12,30
24	20 - 30	0,37	0,38	0,38	3,68	6,56	8,35
25	30 - 40	0,37	0,37	0,37	4,56	8,14	8,84
26	40 - 50	0,35	0,35	0,35	4,69	8,25	9,30
27	50 - 60	0,33	0,32	0,32	4,30	7,58	8,75
28	60 - 70	0,31	0,30	0,29	5,13	7,96	8,70
29	70 - 80	0,31	0,31	0,29	5,32	8,40	9,14
30	90 - 100	0,29	0,29	0,30	10,41	11,30	12,40
31	100 - 200	0,24	0,23	0,23	5,25	7,52	10,13
32	200	0,23	0,25	0,25	8,46	9,99	9,99
33	250	0,20	0,20	0,21	8,69	10,18	11,10
34	300	0,20	0,21	0,22	6,62	9,39	9,99
35	400	0,16	0,16	0,16	5,87	9,11	10,38
36	500	0,16	0,15	0,15	7,95	9,68	10,39
37	600	0,13	0,14	0,14	7,37	9,49	10,97
38	750	0,13	0,13	0,13	8,54	9,75	17,75
39	900	0,10	0,10	0,10	9,74	10,84	12,34
40	1000	0,086	0,086	0,087	8,91	11,27	12,63

Таблица 12

Ошибки оценки α (^{235}U) при отсутствии корреляции, приписываемой и полной корреляций для оптимизированных и неоптимизированных весов

№ интервала	Энергия, кэВ	Оптимизированный вес			Неоптимизированный вес		
		K = 0	K	K = I	K = 0	K	K = I
I	0,1 - 0,2	3,52	5,21	6,54	3,52	5,63	8,29
2	0,2 - 0,3	3,36	5,25	6,48	3,36	5,29	8,18
3	0,3 - 0,4	3,43	5,31	6,60	3,43	5,35	8,37
4	0,4 - 0,5	3,55	5,32	6,57	3,55	5,63	8,01
5	0,5 - 0,6	3,57	5,37	6,55	3,57	5,66	8,08
6	0,6 - 0,7	3,59	5,41	6,71	3,59	5,69	8,15
7	0,7 - 0,8	3,57	5,38	6,67	3,57	5,67	8,09
8	0,8 - 0,9	3,71	5,44	6,86	3,71	5,65	8,06
9	0,9 - 1,0	3,74	5,51	6,76	3,74	5,70	8,15
10	1 - 2	3,48	5,30	6,98	3,48	5,69	9,01
11	2 - 3	3,47	4,72	6,77	3,47	5,32	8,69
12	3 - 4	5,23	7,24	8,84	5,23	7,29	9,92
13	4 - 5	4,96	6,76	7,86	4,96	6,95	9,88
14	5 - 6	7,05	8,65	11,00	7,05	8,70	13,65
15	6 - 7	5,42	7,47	9,17	5,42	7,47	11,76
16	7 - 8	5,28	6,91	8,10	5,28	6,99	10,45
17	8 - 9	5,21	7,22	8,43	5,21	7,30	11,55
18	9 - 10	4,99	6,98	8,24	4,99	7,04	11,06
19	10 - 15	7,36	8,66	12,06	7,36	8,74	13,32
20	15 - 20	6,64	10,13	12,69	6,64	10,31	13,53
21	10 - 20	5,31	7,07	8,85	5,31	7,37	11,89
22	20 - 25	6,54	7,83	9,60	6,54	7,92	11,65
23	25 - 30	7,32	10,41	12,30	7,32	10,59	13,10
24	20 - 30	3,68	6,56	8,85	3,68	6,83	10,06
25	30 - 40	4,56	8,14	8,84	4,56	8,58	10,24
26	40 - 50	4,69	8,25	9,30	4,69	8,88	10,54
27	50 - 60	4,30	7,58	8,75	4,30	8,03	9,69
28	60 - 70	5,13	7,96	8,70	5,13	8,26	9,52
29	70 - 80	5,32	8,40	9,14	5,32	8,50	9,83
30	90 - 100	10,41	11,30	12,40	10,41	11,53	12,81
31	100 - 200	5,25	7,52	10,13	5,25	8,03	11,23
32	200	8,46	9,99	9,99	8,46	10,56	11,32
33	250	8,69	10,18	11,10	8,69	10,23	12,11
34	300	6,62	9,39	9,99	6,62	9,68	11,17
35	400	5,87	9,11	10,38	5,87	9,11	11,40
36	500	7,95	9,68	10,39	7,95	9,73	10,74
37	600	7,37	9,49	10,97	7,37	9,82	12,03
38	750	8,54	9,75	10,75	8,54	9,79	11,78
39	900	9,74	10,84	12,34	9,74	10,86	13,51
40	1000	8,91	11,27	12,63	8,91	11,30	15,04

В работе использовано разбиение полной ошибки эксперимента на тринадцать независимых, некоррелирующих между собой, парциальных ошибок, которое не следует рассматривать как законченное, так как эксперимент, выполненный новым методом, очевидно, повлечет за собой введение дополнительных парциальных ошибок.

В данную оценку включены результаты всех известных авторам статьи экспериментов по измерению α (^{235}U), опубликованных к середине 1977 г. В настоящей оценке пока не учтены результаты экспериментов по измерению α (^{235}U), выполненных в ИАЭ принципиально новым методом, так как эти результаты, по-видимому, носят предварительный характер.

Сравнение результатов настоящей работы с результатами предыдущей оценки показывает, что в области до 20 кэВ новые результаты по $\alpha_{\text{оц}}$ примерно на 10% выше, а в области от 20 кэВ до 1 МэВ результаты примерно совпадают.

Список литературы

1. С у х о в и ц к и й Е.Ш., К о н ь ш и н В.А. Учет корреляции при определении ошибок оцененных данных. - "Изв. АН БССР. Сер. физ.-энерг. наук", 1976, № 3, с. 19-23.
2. С у х о в и ц к и й Е.Ш., К о н ь ш и н В.А. - В кн.: Нейтронная физика. Ч.4. М., 1971, с.52 (ЦНИИатоминформ).
3. "Nucl. Sci. Engng", 1976, v. 59, p. 79. Auth.: R.Gwin, E.G.Silver, R.W.Ingle, H.Weaver.
4. D e S a u s s u r e G. e. a. - Ibid., 1976. OENL-TM-1804.
5. P e r e z R.B., D e S a u s s u r e G. - Ibid., 1973. v. 52, p. 46.
6. C z i r g J.B., L i n d s e y J.S. - Proc. of the Conf. on Nuclear Data for Reactors, V. 1. Helsinki, 1970, p. 331.
7. C o r v i E., G i a c o b b e P. - Proc. of the Conf. on Nuclear Cross Sections and Technology. V. 2. Washington. 1975, p. 599.
8. Труды Конференции по ядерным данным для реакторов. Т. I. Хельсинки, 1970, с. 357. Авт.: Г.В.Мурадян, Т.А.Мостовая, В.И.Мостовой, Ю.Г.Щепкин.
9. К у р о в М.А., Р я б о в Ю.В. и др. - "Атомн. энергия", 1971, т. 30, с. 258.
10. W a n g S h i - D i e. a. Symposium on the Physics and Chemistry of Fission. V. 1, Salzburg, 1965, p. 287 (IAEA).
11. "Атомн. энергия", 1975, т. 39, с. 86. Авт.: В.Г.Двухшерстнов, Ю.А.Казанский, В.М.Фурманов, В.Л.Петров.
12. Proc. of the International Conf. on Fast Critical Experiments and Their Analysis. - ANL-7320, 1966, p. 22; IAEA Conference on Nuclear Data for Reactors. V.2. Paris, 1967, p. 233. Auth.: A.Lottin, L.W.Weston, G.De Saussure, G.H.Todd.
13. H o r k i n s J.C., D i v e n B.C. - "Nucl. Sci. Engng", 1962, v. 12, p. 169.
14. W e s t o n L.W., D e S a u s s u r e G., G w i n R. - Ibid., 1964, v. 20, p. 80.
15. П о л е т а е в Е.Д. Автореф. дис. на соиск. учен. степени канд. физ.-мат. наук. Обнинск, 1976.
16. V a n d l R.E., M i e s s n e r H., F r ö h n e r F.H. - "Nucl. Sci. Engng", 1972, v. 48, p. 324.
17. Нейтронная физика. Ч. I. 1972, с. 314. Авт.: П.Е.Воротников, В.А.Вуколов, Е.А.Колтыпин, Ю.Д.Молчанов, Г.Б.Аньков.
18. V l u h n H., Y e n C.S. - "Nucl. Sci. Engng", 1976, v. 61, N 4, p. 471-476.
19. К о н о н о в В.Н., П о л е т а е в Е.Д. и др. - "Атомн. энергия", 1972, т. 32, с. 85.
20. К о н о н о в В.Н., П о л е т а е в Е.Д., Ю р л о в Б.Д. - БИЯД, 1974, вып. 15, с. 12.

УЧЕТ ФУНКЦИИ РАЗРЕШЕНИЯ В РЕЗОНАНСНОМ АНАЛИЗЕ
НА ОСНОВЕ ПРИБЛИЖЕНИЯ ПАДЕ

В.Н. Виноградов, Е.В. Гай, Н.С. Работнов

THE RESOLUTION CORRECTIONS IN THE RESONANCE ANALYSIS BASED ON THE PADE-APPROXIMATION. A method is proposed of solving the Fredholm integral equation of the first type in the problem of restoring the energy dependence of a nuclear reaction cross-section measured with finite resolution. The method is based in the Pade-approximation of both the measured cross-section and resolution function with subsequent Fourier transformation made analytically. A model problem is solved as an example.

1. Введение

Ранее было показано, что дробно-рациональная аппроксимация (приближение Паде) является удобной основой для создания методов обработки и анализа экспериментальных данных, в частности для резонансного анализа нейтронных сечений. Результаты работ [1, 2] применимы к тем этапам обработки данных, которые начинаются с "проведения кривой по точкам", т.е. после учета тем или иным способом конечного разрешения измерительной аппаратуры. В настоящей работе рассматриваются возможности использования приближения Паде именно на этом начальном этапе для некоторого частного, но важного случая, когда поставленная задача сводится к решению интегрального уравнения Фредгольма первого рода с разностным ядром. Задача относится, как известно, к классу некорректных, в которых малость изменения входных данных не гарантирует малости изменения решения. Для приближенного решения таких задач разрабатываются различные методы статистической регуляризации. Их общее изложение и обоснование можно найти в работе [3], а применительно к конкретной задаче восстановления энергетических спектров по результатам спектрометрических измерений с учетом априорных ограничений - в работе [4].

Конкретная форма принципиальных математических трудностей, возникающих при решении таких задач, проще всего формулируется на языке преобразований Фурье, применяемом для описания ядра, измеренной и восстанавливаемой функции. Поскольку результат измерений содержит компоненту "белого шума" с неограниченным спектром Фурье, то в решении всегда будут присутствовать сколь угодно высокочастотные компоненты, приводящие к его раскачке. Для устранения такой раскачки и используется регуляризация, сводящаяся к оптимальному выбору "меры гладкости" решения, т.е. либо к ограничению нормы второй производной, либо к прямому образованию Фурье-спектра и т.д.

Предлагаемый метод можно назвать аналитической регуляризацией, поскольку в нем в качестве меры гладкости выбирается мера аналитической сложности функции - число полюсов дробно-рациональной аппроксимации. Шум, погрешности в этом случае описываются действительными ("шумовыми") полюсами, лежащими в пределах рассматриваемого энергетического интервала, которые отбрасываются из решения, и оно тем самым регуляризуется. Можно сказать, что Паде-спектры шума и аналитической части решения более заметно отличаются, чем Фурье-спектры. Решение также получается в виде аналитической дробно-рациональной функции. Кроме того, полюсное разложение в резонансном анализе является естественным с физической точки зрения. Фурье-преобразование при этом при- меняется только к аналитическим функциям с быстро затухающим Фурье-спектром.

2. Изложение метода

Рассмотрим интегральное уравнение Фредгольма первого рода с разностным ядром

$$\int_{-\infty}^{\infty} \varphi(y)k(x-y)dy = f(x). \quad (1)$$

В этом уравнении известны функции $f(x)$ и $k(x)$, необходимо найти $\varphi(y)$. Такие уравнения решаются с помощью преобразования Фурье. Для Фурье-образа искомой функции получим

$$\int_{-\infty}^{\infty} \varphi(y) e^{-ity} dy = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) e^{-itx} dx \left(\int_{-\infty}^{\infty} k(x) e^{-itx} dx \right)^{-1}. \quad (2)$$

Если $f(x) \in L^2(-\infty, \infty)$ и $k(x) \in L^1(-\infty, \infty)$, а $\frac{F(t)}{k(t)} \in L^2(-\infty, \infty)$ (здесь $F(t)$ и $k(t)$ - Фурье-образы функций f и k соответственно), то задача решается с применением обратного преобразования Фурье к уравнению (2) и решение относится к области $L^2[-\infty, \infty]$ [5].

В данной статье рассматривается решение задачи (I) для случая, когда полной информации о функциях $f(x)$ и $k(x)$ нет, а известны лишь их приближенные значения при некотором дискретном наборе аргументов x и x .

Вместо сведения задачи к системе линейных уравнений или применения численного преобразования Фурье, проведем дробно-рациональную аппроксимацию функций $f(x)$ и $k(x)$ на основе приближения Паде [1-2], после чего прямое преобразование Фурье выполняется аналитически, а обратное - с помощью z -преобразования, без численного интегрирования. Все входящие в задачу функции представляются в виде слагаемых резонансного типа

$$f(x) = \sum_i \frac{A_i x + B_i}{(x - E_i)^2 + \Gamma_i^2}, \quad (3)$$

$$k(x) = \sum_i \frac{A'_i x + B'_i}{(x - \varepsilon_i)^2 + \gamma_i^2}, \quad (4)$$

$$\varphi(x) = \sum_i \frac{A_i^\circ x + B_i^\circ}{(x - E_i^\circ)^2 + \Gamma_i^\circ}. \quad (5)$$

Фурье-образ каждого такого резонансного члена имеет вид

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{Ax + B}{(x - E)^2 + p^2} e^{-ixt} dx = \pi e^{-iEt} e^{-\Gamma|t|} \left(\frac{B + AE}{\Gamma} - i A \operatorname{sign} t \right); (t \neq 0). \quad (6)$$

Используя выражение (2)-(6) для параметров резонансного разложения искомой функции $\varphi(x)$ получаем

$$\pi \sum_n C_n e^{-i\delta_n \operatorname{sign} t} e^{-iE_n^\circ t} e^{-\Gamma_n^\circ |t|} = \frac{\sum_i \alpha_i e^{-\Gamma_i |t| - iE_i t - i\alpha_i \operatorname{sign} t}}{\sum_k \beta_k e^{-\gamma_k |t| - i\varepsilon_k t - i\beta_k \operatorname{sign} t}}, \quad (7)$$

где

$$\alpha_i = \sqrt{\left(\frac{B_i + A_i E_i}{\Gamma_i} \right)^2 + A_i^2}; \quad \beta_k = \sqrt{\left(\frac{B'_k + A'_k E_k}{\gamma_k} \right)^2 + (A'_k)^2}, \quad (8)$$

$$\alpha_i = \operatorname{arctg} \frac{A_i \Gamma_i}{B_i + A_i E_i}; \quad \beta_k = \operatorname{arctg} \frac{A'_k \gamma_k}{B'_k + A'_k E_k},$$

а A_n° и B_n° связаны с C_n и δ_n следующим образом:

$$A_n^\circ = C_n \sin \delta_n; \quad B_n^\circ = C_n (\cos \delta_n \Gamma_n^\circ - E_n^\circ \sin \delta_n). \quad (9)$$

Поскольку замена в выражении (7) переменной t на $-t$ приводит к комплексно-сопряженному выражению, ясно, что для определения коэффициентов разложения (5) при $t \geq 0$ можно рассматривать действительное выражение

$$\pi \sum_n C_n \cos(E_n^\circ t + \delta_n) e^{-\Gamma_n^\circ t} = \frac{\sum_{i,k} \alpha_i \beta_k e^{-(\Gamma_i + \gamma_k)t} \cos[(E_i - \varepsilon_k)t + \alpha_i - \beta_k]}{\sum_{i,k} \beta_i \beta_k e^{-(\gamma_i + \gamma_k)t} \cos[(\varepsilon_i - \varepsilon_k)t + \beta_i - \beta_k]} = \Phi(x). \quad (10)$$

Таким образом, задача свелась к определению параметров левой части равенства (10). Метод разложения функций в сумму произведений гармоник и экспонент, основанный на использовании приближения Паде-I и z -преобразования подробно изложен в работе [6]. В этом методе находят сумму ряда $\sum_{m=0}^{\infty} \phi(t_0 + \Delta m) z^m$. Сумма выражается через параметры левой части равенства (10)

$$\sum_{m=0}^{\infty} \phi(t_0 + \Delta m) z^m = \frac{\pi}{2} \sum_{n=1} C_n e^{\Gamma_n^0 (\Delta - t_0)} \left[\frac{e^{i[E_n^0 (\Delta - t_0) - \delta_n]}}{z - e^{\Delta(\Gamma_n^0 + iE_n^0)}} + \frac{e^{-i(E_n^0 (\Delta - t_0) - \delta_n)}}{z - e^{\Delta(\Gamma_n^0 - iE_n^0)}} \right]. \quad (II)$$

Следовательно, зная Δ , t_0 и полюсное представление приближения Паде (II), а также используя выражение (9), получаем параметры резонансного представления (5). Отметим, что использование этого метода позволяет определить E_n^0 лишь с точностью $2\pi/\Delta$, но эту неоднозначность легко устранить, уменьшая, в случае необходимости, шаг Δ .

Сформулируем еще раз кратко предлагаемый алгоритм приближенного решения интегрального уравнения (I):

1) по известным экспериментальным значениям с помощью приближения Паде-2 построить резонансные аппроксимации $f(x)$ (измеряемое сечение) и $k(x)$ (функция разрешения);

2) используя полученные параметры резонансных разложений и метод, основанный на использовании z -преобразования, определить параметры разложения Фурье-образа искомой функции в сумму гармоник и экспонент, по значениям которых вычисляются параметры разложения искомой функции в сумму резонансных слагаемых.

3. Результаты решения модельной задачи

В качестве иллюстрации метода, описанного в разд.2, была решена следующая задача: истинная дзвухрезонансная функция свертывалась с нормированной на единицу "линией разрешения", описываемой одним резонансом, в результат вносилась погрешность, моделируемая программным датчиком случайных чисел с переменной дисперсией. Результат принимался за измеренную функцию, и производилось восстановление истинной кривой с помощью соотношений, приведенных выше. Вид модельных функций

$$\varphi_{ист}(E) = 0,5 \left(\frac{1}{(E - E_1)^2 + 0,25} + \frac{1}{(E - E_2)^2 + 0,25} \right), \quad (I2)$$

$$k(x) = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{1}{x^2 + 0,25} \right). \quad (I3)$$

Дисперсия относительной ошибки задавалась как

$$\Delta f = \Delta_{min} \sqrt{f_{max}/f}, \quad (I4)$$

при значениях Δ_{min} , равных 2; 3 и 5%, что приводило к среднему относительному квадратичному разбросу от 5 до 15% в разных случаях. Результаты обработки приведены в таблице, где указаны параметры исходных и восстановленных кривых, и графически на рис.1 и 2. На рисунках "измеренная" функция (точки с разбросом и жирная кривая) приведена только для максимального значения средней погрешности $\bar{\Delta} = 15\%$, восстановленные кривые - для всех уровней погрешности, указанных на рисунке. Истинная кривая (0%) определена по формуле (I2). Рассмотренные случаи были выбраны довольно трудными для восстановления: ширина функции разрешения равна ширине истинных резонансов, а расстояние между ними - одна или две таких ширины. Тем не менее результаты обработки можно считать удовлетворительными. В таблице для каждой исходной кривой с заданным уровнем погрешности приведены результаты двух вариантов обработки: с $L = 8$ и с $L = 10$, где L - полное число параметров Паде-аппроксиманты, использовавшейся для описания "экспериментальной кривой".

Результаты решения модельной задачи ($\alpha_i, \beta_i, \eta_i, \varepsilon_i$ - параметры резонансов;

$$\varphi(E) = \sum_{i=1,2} \frac{\alpha_i(E - \varepsilon_i) + \beta_i}{\eta_i^2 + (E - \varepsilon_i)^2}; \delta_1 \text{ и } \delta_2 - \text{площади под каждым из резонансных пиков}$$

$\Delta_{\min}/L, \%$	$\bar{\Delta}, \%$	α_1	β_1	η_1	ε_1	α_2	β_2	η_2	ε_2	δ_1/π	δ_2/π	$(\delta_1 + \delta_2)/\pi$
0	0	0	0,5	0,5	4,5	0	0,5	0,5	5,5	I	I	2
2/8	4,92	-0,02575	0,4752	0,4509	4,5072	0,001543	0,5527	0,5237	5,5355	1,0538	1,0553	2,1093
2/10	4,95	-0,02732	0,3661	0,4248	4,4717	0,002037	0,6096	0,5419	5,5087	0,8618	1,1251	1,9869
3/8	6,9	0,53562	0,8967	0,8165	4,4234	-0,5218	0,6246	0,6887	5,6658	1,0981	0,9069	2,005
3/10	6,8	0,3802	0,4117	0,7368	4,1087	-0,3849	1,1456	0,6767	5,3837	0,5587	1,6929	2,2516
5/8	14,9	0,4638	0,5667	0,6550	4,2963	-0,5225	0,9816	0,8020	5,4860	0,8652	1,223	2,089
5/10	15,3	0,3262	0,2311	0,4818	4,0649	-0,3889	1,1346	0,7624	5,7923	0,4796	1,4881	1,9678
0	0	0	0,5	0,5	4	0	0,5	0,5	6	I	I	2
3/8	5,4	0,03045	0,4776	0,4630	3,9775	-0,05695	0,5913	0,5501	6,0188	1,0207	1,0748	2,0956
3/10	5,6	-0,01029	0,41059	0,4325	4,0268	-0,01456	0,55886	0,51448	5,9911	0,9493	1,086	2,0356
5/8	11,9	0,13298	0,6696	0,6347	3,9251	-0,1335	0,4719	0,5155	6,1605	1,0550	0,9154	1,9704
5/10	11,9	0,007386	0,4604	0,4807	3,9917	-0,05719	0,5701	0,5556	6,0641	1,0261	0,9578	1,9839

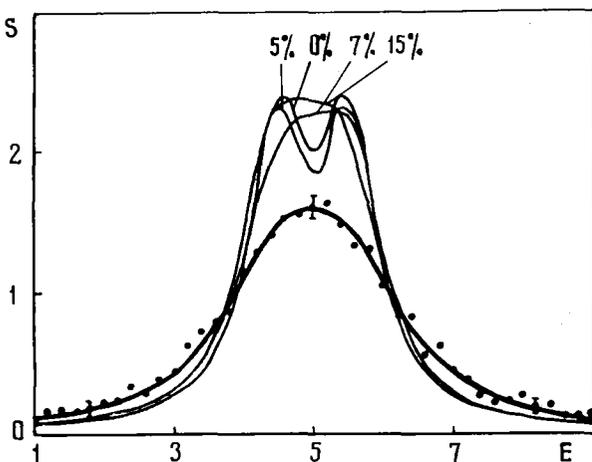


Рис.1. Результаты обработки модельной задачи для $E_1 = 4,5, E_2 = 5,5$

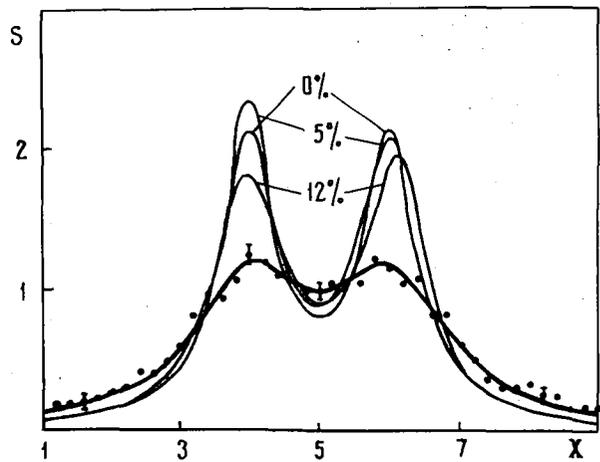


Рис.2. Результаты обработки модельной задачи для $E_1 = 4, E_2 = 6$

Один резонанс описывается четырьмя параметрами, поэтому случай $L = 8$ точно соответствовал двухрезонансной кривой, а при $L = 10$ два параметра были лишними. Они, как оказалось, во всех случаях использовались для описания шумового полюса, который затем отбрасывался, и фактическое число параметров выбиралось программой равным 8. Обработка с $L < 8$ неизменно приводила к худшему статистическому описанию, т.е. программа во всех случаях разрешила два и только два резонанса.

4. Заключение

Данная работа является лишь первой попыткой применить приближение Паде для решения обратной задачи, поэтому многие важные вопросы в ней не затрагивались (например, об ошибках восстановления, хотя в рассмотренном примере однорезонансного ядра они могут быть вычислены явно).

Приведенные результаты являются обнадеживающими, однако, для оценки возможностей метода желательны как его математическое исследование, так и проверка на более широком круге модельных и практических задач. Одним из очевидных направлений продолжения этой работы является учет эффекта Доплера в ψ - χ - приближении, поскольку он сводится к решению уравнения Фредгольма первого рода с разностным ядром (гауссианом), допускающим достаточно точную дробно-рациональную аппроксимацию.

Список литературы

1. Виноградов В.Н., Гай Е.В., Работнов Н.С. - Препринт ФЭИ-484. Обнинск, 1974.
2. Виноградов В.Н., Гай Е.В., Работнов Н.С. - "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы", 1975, вып.20, с.13.
3. Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач. М., "Наука", 1974.
4. Ваньков А.А. - Препринт ФЭИ-485, 486. Обнинск, 1974.
5. Титчмарш Е. Введение в теорию интегралов Фурье. М., Гостеориздат, 1948.
6. Виноградов В.Н., Гай Е.В., Работнов Н.С. - Препринт ФЭИ-513. Обнинск, 1974.

УДК 621.039.51

ОБ УЧЕТЕ АНИЗОТРОПИИ РАССЕЯНИЯ ПРИ РАСЧЕТЕ КОНСТАНТ МНОГОГРУППОВОГО УРАВНЕНИЯ ПЕРЕНОСА НЕЙТРОНОВ

М.Н. Николаев, М.М. Савоськин

ANISOTROPY SCATTERING CONSIDERATION BY CALCULATING CONSTANTS OF NEUTRON TRANSFER MULTIGROUP EQUATION. When averaging cross-section by energy group interval the neutron spectrum resonance structure is evaluated in ignoring anisotropy of scattering accompanied by great energy losses. In the present work it is revealed how strongly this approximation tells on group constant values and on macroscopic characteristics of the reactor systems in which this effect can be the most essential is discussed. The problem of the inaccuracies related to ignoring of the elastic scattering anisotropy on medium and heavy nuclei when averaging out constants is also investigated.

1. Введение

При многогрупповых расчетах быстрых реакторов и нейтронной защиты, состоящих из гомогенных зон большого (по сравнению с длиной пробега) размера как правило используются макроскопические групповые константы [1, 2], подготовленные из микроконстант, входящих в состав сред изотопов с помощью алгоритмов, развитых в работе [3]. Одна из основных проблем, связанных с подготовкой групповых констант, заключается в учете эффектов резонансной самоэкранировки сечений. Решению этой проблемы посвящена работа [3]. Рассмотрим, в чем она состоит и какое решение предлагается.

Для получения системы многогрупповых уравнений усредним кинетическое уравнение в представлении сферических гармоник (для простоты записи дифференциального оператора, не содержащего констант среды, рассмотрим плоскопараллельную геометрию).

$$\frac{\ell}{2\ell+1} \frac{\partial F_{\ell-1}(x,u)}{\partial x} + \frac{\ell+1}{2\ell+1} \frac{\partial F_{\ell+1}(x,u)}{\partial x} + \Sigma_t(u) F_{\ell}(x,u) = \int_{u-\xi}^u \Sigma_e(u') F_{\ell}(x,u') P_{e,\ell}(u' \rightarrow u) du' + \int_{-\infty}^u \Sigma_{in}(u') F_{\ell}(x,u') P_{in,\ell}(u' \rightarrow u) du' + S_{\ell}(x,u), \quad (I.1)$$

где

$$S_{\ell}(x,u) = \delta_{\ell 0} \left\{ Q_0(x,u) + \int_{-\infty}^{\infty} \nu \Sigma_f(u') F_0(x,u') P_f(u' \rightarrow u) du' \right\}, \quad (I.2)$$

по групповым интервалам, получим для гармоник групповых потоков

$$F_{\ell}^g(x) = \int_{\Delta u_g} F_{\ell}(x,u) du$$

систему уравнений

$$\frac{\ell}{2\ell+1} \frac{\partial F_{\ell-1}^g}{\partial x} + \frac{\ell+1}{2\ell+1} \frac{\partial F_{\ell+1}^g}{\partial x} + \Sigma_{t,\ell}^g F_{\ell}^g(x) = \sum_{g' \leq g} \Sigma_{e,\ell}^{g'} P_{e,\ell}^{g' \rightarrow g} F_{\ell}^{g'}(x) + \sum_{g' \leq g} \Sigma_{in,\ell}^{g'} P_{in,\ell}^{g' \rightarrow g} F_{\ell}^{g'}(x) + S_{\ell}^g(x), \quad (I.3)$$

где

$$S_{\ell}^g = \delta_{\ell 0} \left\{ Q_0^g + \sum_{g'=1}^G \nu \Sigma_f^{g'} F_0^{g'} P_{\xi}^{g' \rightarrow g} \right\}. \quad (I.4)$$

Здесь ξ - максимальное приращение латаргии при упругом рассеянии на ядрах тяжелее, скажем, дейтерия; Σ_{in} - сечение неупругого рассеяния, в которое также включено упругое рассеяние на водороде и дейтерии. Смысл остальных величин ясен из записи выражений (I.1) - (I.4).

Единственным допущением в выражении (I.1) является допущение об изотропии источника.

Константы, входящие в уравнения (I.3) и (I.4), усреднены с весом соответствующих гармоник потока:

$$\left. \begin{aligned} \Sigma_{t,\ell}^g &= \frac{1}{F_{\ell}^g(x) \Delta u_g} \int \Sigma_t(u) F_{\ell}(x,u) du; & \Sigma_{e,\ell}^g &= \frac{1}{F_{\ell}^g(x) \Delta u_g} \int \Sigma_e(u) F_{\ell}(x,u) du; \\ \Sigma_{in,\ell}^g &= \frac{1}{F_{\ell}^g(x) \Delta u_g} \int \Sigma_{in}(u) F_{\ell}(x,u) du; & \nu \Sigma_f^g &= \frac{1}{F_0^g(x) \Delta u_g} \int \nu \Sigma_f(u) F_0(x,u) du; \\ P_{e,\ell}^{g' \rightarrow g} &= \frac{1}{F_{\ell}^g(x) \Sigma_{e,\ell}^{g'}} \int du \int_{\Delta u_{g-1}} du' \Sigma_e(u') F_{\ell}(x,u') P_{e,\ell}(u' \rightarrow u) \approx \frac{1}{\Delta u_{g'}} \int du \int_{\Delta u_{g-1}} du' P_{e,\ell}(u' \rightarrow u); \\ P_{in,\ell}^{g' \rightarrow g} &\approx \frac{1}{\Delta u_{g'}} \int du \int_{\Delta u_{g'}} du' P_{in,\ell}(u' \rightarrow u); & P_f^{g' \rightarrow g} &\approx \frac{1}{\Delta u_{g'}} \int du \int_{\Delta u_{g'}} du' P_{f,0}(u' \rightarrow u); \end{aligned} \right\} (I.5)$$

В дальнейшем будем для простоты предполагать, что индикатрисы рассеяния не имеют резонансной структуры, а группы достаточно узки, так что форма весовой функции $\Sigma_S F_{\ell}$ не сказывается на результатах расчета вероятностей межгрупповых переходов.

Константы выражений (I.5) являются, вообще говоря, пространственно-зависимыми в силу пространственной зависимости $F_{\ell}(x,u)$. Однако, если в области энергий, где существенна резонансная структура сечений, выполнены следующие условия:

I) анизотропия потока невелика, так что членом, содержащим производную от $(\ell+1)$ -й гармоники в уравнении (I.1) при оценке формы внутригруппового спектра можно пренебречь;

2) резонансы узки по сравнению с потерей энергии при рассеянии, т.е. интегралы рассеяния в правых частях выражения (I.1) есть плавные функции энергии;

3) анизотропию достаточно учитывать лишь для рассеяния, сопровождающегося небольшой потерей энергии, так что отношение

$$\frac{\int F_\ell(x, u') \Sigma_{s, \ell}(u' \rightarrow u) du'}{\int F_\ell(x, u) du'} \quad (\ell > 0)$$

слабо зависит от координат, то, как показано в работе [2],

$$F_\ell(x, u) \approx \Psi_\ell(x, u) \varphi_\ell(u), \quad (I.6)$$

где $\Psi_\ell(x, u)$ - плавная функция латаргии, содержащая зависимость от координат;
 $\varphi_\ell(u)$ - независимый от координат множитель, описывающий резонансную структуру нейтронного потока

$$\varphi_\ell(u) = \sum_{n=0}^{\infty} A_{\ell-n} / \Sigma_t^{n+1}(u), \quad (I.7)$$

где

$$A_\ell = \sum_{n=0}^{\ell-1} A_{\ell-n-1} \frac{\langle \Sigma_{s, \ell} / \Sigma_t^{n+2} \rangle_g}{1 - \langle \Sigma_{s, \ell} / \Sigma_t \rangle_g}; \quad A_0 = 1. \quad (I.8)$$

Символ $\langle \dots \dots \dots \rangle_g$ означает усреднение по группе g :

$$\langle f \rangle_g = \frac{1}{\Delta u_g} \int f(u) du.$$

Таким образом, при сделанных допущениях макроскопические групповые константы среды оказываются пространственно-независимыми и могут быть вычислены до проведения многогруппового расчета

$$\Sigma_{t, \ell}^g = \frac{\sum_{n=0}^{\ell} A_{\ell-n}^g \langle 1 / \Sigma_t^n \rangle_g}{\sum_{n=0}^{\ell} A_{\ell-n}^g \langle 1 / \Sigma_t^{n+1} \rangle_g}; \quad (I.9)$$

$$\Sigma_{s, \ell}^{g' \rightarrow g} = \sum_{i=1}^N \rho_i \frac{\sum_{n=0}^{\ell} A_{\ell-n}^{g'} \langle \sigma_{s, \ell}^i / \Sigma_t^{n+1} \rangle_{g'}}{\sum_{n=0}^{\ell} A_{\ell-n}^{g'} \langle 1 / \Sigma_t^{n+1} \rangle_{g'}} P_{s, \ell, i}^{g' \rightarrow g}; \quad (I.10)$$

Здесь N - число нуклидов, входящих в состав рассматриваемой среды:

- ρ_i - ядерные плотности;
- $\sigma_{s, \ell}^i$ - сечения рассеяния;
- $P_{s, \ell, i}^{g' \rightarrow g}$ - угловые моменты вероятности замедления из группы g' в группу g в результате упругого ($s = e$) или неупругого ($s = in$) рассеяния на i -м нуклиде.

Из выражений (I.7) - (I.10) видно, что для вычисления групповых констант требуется располагать лишь информацией, необходимой для вычисления указанных средних значений функций парциальных и полного сечений. Такая информация содержится в 26-групповой системе констант с подгрупповым представлением резонансной структуры сечений, которая и лежит в основе систем константного обеспечения расчетов реакторов и защиты [2].

Допущение 1 оправдано на расстояниях порядка одной - трех длин свободного пробега от границы среды или от концентрированного внешнего источника. Допущение 2 оправдано, если доля нейтронов, лежащих в области широких поглощающих резонансов тяжелых ядер, мала.

При расчете энергетических быстрых реакторов и сплошных нейтронных защит эти допущения приемлемы. Цель настоящей работы заключается, во-первых, в том, чтобы выяснить, насколько сужается круг задач, для решения которых допустимо использование констант, полученных при отмеченных допущениях, за счет допущения 3 о несущественном влиянии анизотропии рассеяния с большой потерей энергии на оценку структуры нейтронного потока (т.е. на $\psi_\ell(u)$). Вторая задача состоит в выяснении того, в каких случаях и сколь необходимо учесть анизотропию упругого рассеяния на средних и тяжелых ядрах при оценке спектра гармоник. Эта задача представляет интерес в связи с тем, что в некоторых программах подготовки констант [1, 4, 5] коэффициенты A_ℓ для $\ell > 0$ полагаются равными нулю.

2. Формулы усреднения сечений по резонансным особенностям с учетом анизотропии рассеяния с большой потерей энергии

Вывод соответствующих формул дан в работе [3]. Мы его здесь повторим с несколько большей подробностью (для достижения необходимой ясности положенных в основу вывода допущений и устранения имеющихся в работе [3] ошибок). Формулы (I.7) - (I.10) при этом получают как частный случай, при котором анизотропия рассеяния с большой потерей энергии несущественна.

Воспользовавшись допущением I оценим форму спектра ℓ -й гармоники потока в приближении, когда в соответствующем уравнении (I.1) пренебрегаем членом, содержащим $F_{\ell+1}(x, u)$. Решения будем искать в форме выражений (I.6), (I.7). Тогда из уравнений (I.1), (I.6), (I.7) в этом приближении имеем

$$\begin{aligned} \Sigma_t(u)F_\ell(x, u) = \psi_\ell(x, u) \sum_{n=0}^{\ell} A_{\ell-n} / \Sigma_t^n(u) = -\frac{\ell}{2\ell+1} \frac{\partial \psi_{\ell-1}}{\partial x} \sum_{n=0}^{\ell} A_{\ell-1, n} / \Sigma_t^{n+1}(u) + \\ + \int_{u-\xi}^u \Sigma_e(u') F_\ell(x, u') P_{e, \ell}(u' \rightarrow u) du' + \int_{-\infty}^{\infty} \Sigma_{in}(u') F_\ell(x, u') P_{in}(u' \rightarrow u) du' + S_\ell(x, u). \end{aligned} \quad (2.1)$$

В частности, при $\ell = 0$

$$\begin{aligned} \Sigma_t(u)F_0(x, u) = \psi_0(x, u) A_{00} = \int_{u-\xi}^u \Sigma_e(u') F_0(x, u') P_{e, 0}(u' \rightarrow u) du' + \\ + \int_{-\infty}^{\infty} \Sigma_{in}(u') F_0(x, u') P_{in}(u' \rightarrow u) du' + S_0(x, u). \end{aligned} \quad (2.2)$$

Поскольку резонансы, по предположению 2, узки по сравнению с потерей энергии при рассеянии, все величины, стоящие в правой части равенства (2.2), - суть плавные функции логарифма. Таким образом, нулевую гармонику потока можно представить в форме (I.6), причем ψ_0 должно определяться согласно выражению (2.2) при $A_{00} = I$. Если $\ell = 1$, то уравнение (2.1) имеет вид:

$$\begin{aligned} \Sigma_t(u)F_1(u) = \psi_1(u) \left(A_{1,0} + \frac{A_{1,1}}{\Sigma_t(u)} \right) = -\frac{1}{3} \frac{\partial F_0}{\partial x} + \int_{u-\xi}^u \Sigma_e(u') F_1(x, u') P_{e,1}(u', u) du' + \\ + \int_{-\infty}^{\infty} \Sigma_{in}(u') F_1(x, u') P_{in}(u' \rightarrow u) du'. \end{aligned} \quad (2.3)$$

Подставив $F_1(x, u')$ в форму выражения (I.6) в интеграл упругого рассеяния и учитывая, что $F_0 = \psi_0 / \Sigma_t(u)$ получим

$$\begin{aligned} \psi_1(u) \left(A_{1,0} + \frac{A_{1,1}}{\Sigma_t(u)} \right) = -\frac{1}{3} \frac{\partial \psi_0}{\partial x} \left[\frac{1}{\Sigma_t(u)} + \frac{1}{\frac{1}{3} \frac{\partial \psi_0}{\partial u}} \int_{u-\xi}^u \frac{1}{3} \frac{\partial \psi_0(x, u')}{\partial u} \times \right. \\ \left. \times \left[A_{1,0} \frac{\Sigma_e}{\Sigma_t(u)} + A_{1,1} \frac{\Sigma_e}{\Sigma_t^2(u)} \right] P_{e,1}(u' \rightarrow u) du' \right] + \int_{-\infty}^u \Sigma_{in}(u') F_1(x, u') du'. \end{aligned} \quad (2.4)$$

Отсюда видно, что представление (I.6) для F_l требует, чтобы

$$A_{l,0} = 1 \quad \text{и} \quad \psi_l = -\frac{1}{3} \frac{\partial \psi_0}{\partial x} . \quad (2.5).$$

Значение $A_{l,1}$ легко определить из выражения (2.4) в том приближении, когда $\Sigma_{in,l} = 0$ и координатная зависимость $\partial \psi_0 / \partial x$ мало меняется в интервале летаргии ($u - \xi, u$). Тогда, полагая $\partial \psi_0(x, u') / \partial x \approx \partial \psi_0(x, u) / \partial x$, получаем

$$A_{l,1} = \frac{\int_{u-\xi}^u \frac{\Sigma_e(u') P_{e,l}(u' \rightarrow u)}{\Sigma_t^2(u)} du'}{1 - \int_{u-\xi}^u \frac{\Sigma_e(u') P_{e,l}(u' \rightarrow u)}{\Sigma_t(u')} du'}$$

Если же $\Sigma_{in,l}(x, u')$ отлично от нуля, то $A_{l,1}$ будет зависеть от координат. Таким образом, наличие анизотропии рассеяния с большой потерей энергии приводит к тому, что резонансная структура уже с 1-й гармоникой потока оказывается зависящей от координат.

Заметим, что $\varphi_0(u)$ оказалось не зависящим от координат x лишь потому, что оценка этой функции производилась в приближении, когда $\partial F_l / \partial x = 0$. Если от этого приближения отказаться, то $\varphi(u)$ будет содержать члены, пропорциональные $1/\Sigma_t^n(u)$ ($n \geq 2$), коэффициенты перед которыми будут зависеть от логарифмических производных гармоник потока.

Поскольку выражение для $\varphi_0(u)$ и $\psi_0(x, u)$ уже получено, а на примере 1-й гармоникой "прояснен" алгоритм вычисления этих функций для $\ell > 0$, рассмотрим уравнение (2.1) для ℓ -й гармоникой, считая, что для $(\ell-1)$ -й гармоникой коэффициенты $A_{\ell-1,n}$ уже найдены. Из выражения (2.1) получаем

$$F_\ell(x, u) = \psi_\ell(x, u) \left[A_{\ell,0} + A_{\ell,1} / \Sigma_t(u) + A_{\ell,2} / \Sigma_t^2(u) + \dots + A_{\ell,\ell} / \Sigma_t^\ell(u) \right] = \\ = -\frac{\ell}{2\ell+1} \frac{\partial \psi_{\ell-1}}{\partial x} \left[A_{\ell-1,0} / \Sigma_t(u) + A_{\ell-1,1} / \Sigma_t^2(u) + \dots + A_{\ell-1,\ell-1} / \Sigma_t^\ell(u) \right] + I_{e,\ell}(x, u) + I_{in,\ell}(x, u), \quad (2.6)$$

где через $I_{e,\ell}(x, u)$ и $I_{in,\ell}(x, u)$ обозначены интегралы упругого и неупругого рассеяния соответственно.

Из уравнения (2.6) видно, что для того, чтобы $F_\ell(x, u)$ можно было представить в форме (I.6), следует принять

$$\varphi_\ell(x, u) = -\frac{\ell}{2\ell+1} \frac{\partial \varphi_{\ell-1}}{\partial u} . \quad (2.7)$$

Далее, чтобы равенство (2.6) удовлетворялось при любой летаргии, принадлежащей группе g , необходимо, чтобы члены в левой и правой частях равенства, содержащие $\Sigma_t(u)$ в одинаковых степенях, были равны друг другу, т.е.

$$A_{\ell,n} = A_{\ell-1,n-1} ; \quad (2.8-2.9)$$

$$A_{\ell,0} = \frac{1}{\psi_\ell(x, u)} \left[I_{e,\ell}(x, u) + I_{in,\ell}(x, u) \right] . \quad (2.10)$$

Из выражения (2.9) следует, что $A_{\ell,n} = A_{\ell-n,0}$. Поэтому в дальнейшем второй индекс у этих коэффициентов опустим:

$$\varphi_\ell(u) = \sum_{n=0}^{\ell} A_{\ell-n} / \Sigma_t^{n+1}(u) . \quad (2.11)$$

Для вычисления этих коэффициентов воспользуемся соотношением (2.10). Имея в виду, что необходимо знание резонансной структуры сечений в группе g , усредним выражение (2.10), умноженное на $\psi_\ell(x, u)$, по интервалу летаргии этой группы:

$$A_\ell^g = \frac{1}{\psi_\ell^g(x)} \left[I_{e,\ell}^g(x) + I_{in,\ell}^g(x) \right] . \quad (2.12)$$

Подставляя в подынтегральное выражение $F_\ell(x, u)$ в форме (I.6) и учитывая равенства (2.II) получаем

$$\begin{aligned} I_{e,\ell}^g(x) &= \int_{\Delta u_g} du \int_{u-\xi}^u \Sigma_e(u') \psi_\ell(u') P_{e,\ell}(u' \rightarrow u) \sum_{n=0}^{\ell} A_{\ell-n} / \Sigma_t^{n+1}(u) du' = \\ &= \sum_{g' \leq g} \psi_\ell^g(x) P_{e,\ell}^{g' \rightarrow g} \sum_{n=0}^{\ell} A_{\ell-n}^{g'} \langle \Sigma_\ell / \Sigma_t^{n+1} \rangle_{g'} . \end{aligned} \quad (2.I3)$$

Подставив формулу (2.I2) в выражение (2.I3), получим систему уравнений, из которой при известных ψ_ℓ^g и $\Sigma_{in,\ell}^g$ могут быть найдены все коэффициенты A_ℓ^g . Эта процедура требует, очевидно, итерационного решения, поскольку $\psi_\ell^g(x)$ и $I_{in,\ell}^g(x)$ должны определяться в многогрупповом расчете.

Поэтому прежде всего зададим начальное приближение, приняв $\psi_\ell^{g'}$ для всех тех групп, из которых возможно замедление в группу g , равными ψ_ℓ^g и

$$\sum_{g' < g} \left\langle \frac{\Sigma_e}{\Sigma_t^n} \right\rangle P_{e,\ell}^{g' \rightarrow g} = \left\langle \frac{\Sigma_{e,\ell}}{\Sigma_t^n} \right\rangle_g , \quad (2.I4)$$

где

$$\Sigma_{e,\ell}(u) = \Sigma_e(u) \int_u^{u+\xi} P_{e,\ell}(u \rightarrow u') du' . \quad (2.I5)$$

Заметим, что приближение (2.I4) эквивалентно подправленному транспортному приближению с изотропными переходами [8], часто используемому при многогрупповых расчетах реакторов. Здесь оно используется лишь для оценки формы спектра гармоник потока. Подставив выражения (2.I3) и (2.I4) в равенство (2.I2) и использовав равенство $\psi_\ell^g(x) = F_\ell^g(x) / \langle \psi_\ell \rangle_g$, получим

$$A_\ell^g = A_\ell^g \left\langle \frac{\Sigma_{e,\ell}}{\Sigma_t} \right\rangle_g + \sum_{n=1}^{\ell} A_{\ell-n}^g \left\langle \frac{\Sigma_{e,\ell}}{\Sigma_t^{n+1}} \right\rangle_g + K_\ell^g(x) \left[A_\ell^g \left\langle \frac{1}{\Sigma_t} \right\rangle_g + \sum_{n=1}^{\ell} A_{\ell-n}^g \left\langle \frac{1}{\Sigma_t^{n+1}} \right\rangle_g \right] , \quad (2.I6)$$

где

$$K_\ell^g(x) = I_{in,\ell}^g(x) / F_\ell^g(x) = \frac{1}{F_\ell^g(x)} \sum_{g' \leq g} F_\ell^{g'}(x) \Sigma_{in,\ell}^{g' \rightarrow g} . \quad (2.I7)$$

Решив уравнение (2.I6) относительно A_ℓ^g , получим рекуррентное соотношение

$$A_\ell^g = \frac{\sum_{n=1}^{\ell} A_{\ell-n}^g \left\langle \frac{\Sigma_{e,\ell}}{\Sigma_t^{n+1}} \right\rangle_g + K_\ell^g(x) \sum_{n=1}^{\ell} A_{\ell-n}^g \left\langle \frac{1}{\Sigma_t^{n+1}} \right\rangle_g}{1 - \left\langle \frac{\Sigma_{e,\ell}}{\Sigma_t} \right\rangle_g - K_\ell^g(x) \left\langle \frac{1}{\Sigma_t} \right\rangle_g} , \quad (2.I8)$$

которое в пренебрежении анизотропией рассеяния с большой потерей энергии переходит в уравнение (I.8). Соотношения (2.I8) и (2.5) полностью определяют коэффициенты A_ℓ^g , если известны $K_\ell^g(x)$.

Следует отметить, что наличие координатной зависимости A_ℓ^g не приводит к трудностям большим, чем необходимость итерационного определения $K_\ell^g(x)$ с помощью многогрупповых расчетов. В самом деле, можно каждую из различных по составу зон, рассчитываемой системы, разделить на подзоны таким образом, чтобы в пределах каждой из подзон можно было пренебречь пространственной зависимостью $K_\ell^g(x)$, заменив $I_{in,\ell}^g(x)$ и $F_\ell^g(x)$ на средние по подзоне величины. Тогда в m -ом приближении для констант группы g подзоны k зоны z будем иметь (индексы группы, зоны и подзоны опускаем)

$$\Sigma_{t,\ell}^{(m)} = \sum_{n=0}^{\ell} A_{\ell-n}^{(m-1)} \left\langle \frac{1}{\Sigma_t^n} \right\rangle / \sum_{n=0}^{\ell} A_{\ell-n}^{(m-1)} \left\langle \frac{1}{\Sigma_t^{n+1}} \right\rangle , \quad (2.I9)$$

где коэффициенты $A_{\ell-n}^{(m-1)}$ вычислены с использованием K_ℓ^g , определенных для данной подзоны с помощью констант предыдущего приближения.

Другие сечения, фигурирующие в уравнении для l -й сферической гармоники, вычисляются по аналогичным формулам [см. выражение (1.5)]. В нулевом приближении A_l^g вычисляются при $K_l^g = 0$.

Рассмотрим влияние анизотропии рассеяния с большой потерей энергии на значения групповых констант, усредненных с весом первой гармоники потока, для простейшего случая, когда упругое рассеяние изотропно. В этом случае

$$\varphi_l(u) = \frac{1}{\Sigma_t^2(u)} + \frac{A_l}{\Sigma_t(u)} = \frac{1}{\Sigma_t^2(u)} + \frac{K_l \langle 1/\Sigma_t^2 \rangle}{1 - K_l \langle 1/\Sigma_t \rangle} \cdot \frac{1}{\Sigma_t(u)}, \quad (2.20)$$

так что

$$\bar{\Sigma}_{t,l}^{is} = \frac{\langle \Sigma_t \varphi_l \rangle}{\langle \varphi_l \rangle} = \frac{\langle 1/\Sigma_t \rangle}{\langle 1/\Sigma_t^2 \rangle} \left[1 + K_l \left(\frac{\langle 1/\Sigma_t^2 \rangle}{\langle 1/\Sigma_t \rangle} - \frac{1}{\langle 1/\Sigma_t \rangle} \right) \right] = \bar{\Sigma}_{t,l}^{is} \left[1 + K_l \left(\frac{1}{\bar{\Sigma}_{t,l}^{is}} - \frac{1}{\bar{\Sigma}_{t,0}^{is}} \right) \right], \quad (2.21)$$

где $\bar{\Sigma}_{t,0}^{is}$ и $\bar{\Sigma}_{t,l}^{is}$ - полные сечения, усредненные по спектрам потока и, соответственно, по спектрам тока нейтронов, оцененным в пренебрежении анизотропией рассеяния с большой потерей энергии. Эти сечения отличаются тем сильнее, чем более ярко выражена резонансная структура сечений.

В реакторных задачах различие $\Sigma_{t,0}^{is}$ и $\Sigma_{t,l}^{is}$ наиболее велико в средах, содержащих в большой концентрации ^{238}U или ^{232}Th в области энергий десятков электронвольт, где лежат первые резонансы этих изотопов. В этой области энергий анизотропия неупругого рассеяния не существенна, так как вероятность попадания неупруго рассеянных нейтронов в область низколежащих резонансов тяжелых ядер пренебрежимо мала.

Практически важным случаем, в котором анизотропия рассеяния с большой потерей энергии могла бы сказаться на структуре нейтронных спектров, являются железоводородные смеси. Благодаря сильным интерференционным минимумам в полном сечении, величины $\Sigma_{t,0}$ и $\Sigma_{t,l}$ для сред, содержащих железо в больших концентрациях, в области 10-100 кэВ сильно различаются. Если среда кроме железа содержит также водород не в слишком большой концентрации, так что интерференционные минимумы в полном сечении железа достаточно сильно проявляются и в полном сечении среды, то можно ожидать, что влияние анизотропии рассеяния также заметно скажется на структуре нейтронного спектра, а, следовательно, и на групповых константах среды.

3. Расчетные оценки влияния анизотропии рассеяния с большой потерей энергии на групповые константы и коэффициент реакторных сред

Расчетные оценки были выполнены в 26-групповом P1-приближении для основной пространственной гармоники размножающих сред. Полагая $F_0 = \varphi_0 \exp(Bx)$, из выражения (2.3) имеем (с точностью до членов порядка B^2):

$$\varphi_0^g = \frac{\sum_{g' < g} \varphi_0^{g'} \Sigma_{s0}^{g' \rightarrow g} + \frac{1}{3} \sum_{g' < g} B \varphi_1^{g'} \Sigma_{s1}^{g' \rightarrow g} + \chi_g}{\Sigma_y^g - B^2/3 \Sigma_{tz}^g}, \quad (3.1)$$

$$B \varphi_1^g = - \frac{B^2}{\Sigma_y^g} \left[\frac{\varphi_0^g}{3} + \sum_{g' < g} \varphi_1^{g'} \Sigma_{s1}^{g' \rightarrow g} \right], \quad (3.2)$$

где χ_g - доля спектра деления, лежащая в группе g ,

$$\Sigma_y^g = \Sigma_{t,0}^g - \Sigma_{e,0}^{g \rightarrow g} - \Sigma_{in,0}^{g \rightarrow g} - \Sigma_{n,0}^{g \rightarrow g}; \quad (3.3)$$

$$\Sigma_{tz}^g = \Sigma_{t,1}^g - \Sigma_{e,1}^{g \rightarrow g} - \Sigma_{in,1}^{g \rightarrow g} - \Sigma_{n,1}^{g \rightarrow g}; \quad (3.4)$$

$$\Sigma_{s_0}^{g' \rightarrow g} = \Sigma_{t,0}^{g' \rightarrow g} + \Sigma_{in,0}^{g' \rightarrow g} + \Sigma_n^{g' \rightarrow g}; \quad (3.5)$$

$$\Sigma_{s,1}^{g' \rightarrow g} = \Sigma_{in,1}^{g' \rightarrow g} + \Sigma_n^{g' \rightarrow g}. \quad (3.6)$$

Величина B^2 определяется из условия

$$k_{эф}(B) = \sum_{g'=1}^G \nu^g \sum_f^g \varphi_0^g(B^2) = 1. \quad (3.7)$$

Процесс расчета начинается с вычисления групповых констант для среды заданного состава по формулам (I.9) и (I.10), в которых для F_g использовалась оценка в соответствии с выражениями (I.6) и (2.18) при $K_1^g = 0$. Далее решалась система (3.1) для

$$B^2 = 0 \text{ и } B^2 = \left\{ \max(\Sigma_{tz}^g) \right\}^2 \text{sign} [k_{эф} - k_{эф}(0)]$$

и вычислялись соответствующие значения $k_{эф}(B)$.

Далее подбор значения B^2 , удовлетворяющего равенству (3.7), осуществлялся путем последовательных уточнений, основанных на линейной интерполяции зависимости $k_{эф}(B^2)$ между двумя ближайшими к единице значениями. После определения величины материального параметра вычислялись $B\varphi_1^g$ и оценивалась величина

$$K_1^g = \frac{1}{B(\varphi_1^g)^{g' \leq g}} \sum B\varphi_1^{g'} (\Sigma_{in,1}^{g' \rightarrow g} + \Sigma_n^{g' \rightarrow g}).$$

Затем константы пересчитывались с использованием найденных значений K_1^g . Процедура уточнения констант повторялась трижды. Во всех случаях оказывалось, что третья итерация была излишней. Было проведено три серии расчетов.

В первой серии исследовались уран-водородные среды. Обогащение урана было принято равным 30%. Отношение ρ_H / ρ_U варьировалось от 0,1 до 3. Ни в одной из исследованных сред влияние анизотропии рассеяния на водороде на форму $\varphi_1^g(u)$ не сказалось на величине материального параметра. Влияние этого эффекта на групповые значения Σ_{tz} видно из табл. I, где приводятся данные для $\rho_H / \rho_U = 0,1$. Максимальное изменение Σ_{tz} наблюдается в 17-й группе (100-215 эВ). Это изменение, как и следовало ожидать, обусловлено, главным образом, изменением σ_{tz} (^{238}U). При $\rho_H / \rho_U = 0,1$ в области энергий ниже 465 эВ лежит малая доля нормированного нейтронного тока, в связи с чем небольшие изменения Σ_{tz} при этих энергиях не сказались на критичности. При больших ρ_H / ρ_U доля спектра в резонансной области увеличивается, но за счет разбавления водородом резонансная структура сечений проявляется слабее и поправка к транспортному сечению уменьшаются. Так при $\rho_H / \rho_U = 0,2$ поправка к Σ_{tz}^{17} составляет всего 1%.

Таблица I

Влияние анизотропии рассеяния с большой потерей энергии на величины групповых значений транспортного сечения уран-водородной смеси ($\rho_H / \rho_U = 0,1$)

№ группы	$E_H - E_B$	Σ_{tz}	$\frac{\Delta\Sigma}{\Sigma}, \%$	$\sigma_{tz}^{235\text{U}}$	$\frac{\Delta\sigma}{\sigma}, \%$	$\sigma_{tz}^{238\text{U}}$	$\frac{\Delta\sigma}{\sigma}, \%$
13	2,15 - 4,65 кэВ	1,39	0,21	18,8	0,02	11,0	0,33
14	1,0 - 2,15 "	1,42	0,25	21,2	0,07	10,6	0,37
15	465 - 1000 эВ	1,43	0,30	25,2	0,14	9,8	0,45
16	215 - 465 "	1,70	0,18	31,2	0,19	11,6	0,20
17	100 - 215 "	1,49	0,73	32,0	0,41	8,9	1,16
18	46,5 - 100 "	1,60	0,47	37,3	0,61	8,8	0,42
19	21,5 - 46,5 "	1,77	0,54	43,0	0,56	9,6	0,61
20	10,0 - 21,5 "	1,83	0,45	48,3	0,63	8,9	0,31
21	4,65 - 10,0 "	2,04	0,46	45,4	0,46	12,4	0,50
22	2,15 - 4,65 "	1,45	0,06	28,0	0,14	9,3	0,00

Примечание. $\Delta\Sigma = \Sigma_{tz}^{NT} - \Sigma_{tz}$; $\Delta\sigma = \sigma_{tz}^{NT} - \sigma_{tz}$.

Таким образом, при расчете уран-водородных сред нет необходимости в учете влияния анизотропии рассеяния на водороде на форму резонансной структуры тока.

Сформулированное в разд. I допущение 3 является вполне оправданным.

Во второй серии расчетов исследовались трехкомпонентные среды из ^{235}U , железа и водорода (табл. 2).

Таблица 2

Влияние анизотропии рассеяния с большой потерей энергии на величину групповых констант смеси U-Fe-H при $\rho_{^{235}\text{U}} = 0,01$

$\rho_{\text{Fe}}/\rho_{\text{H}}$	Σ_{tz}	$\frac{\Delta\Sigma}{\Sigma}, \%$	A_1	A_1^{HT}	σ_t^{Fe}	$\frac{\Delta\sigma}{\sigma}, \%$
Энергетическая область 100-200 кэВ						
0,5	2,070	0,1	0,0041	0,0678	3,21	0,6
1,0	1,23	0,24	0,0118	0,1534	3,03	1,3
2,0	0,797	0,75	0,0286	0,2617	2,82	2,1
5,0	0,523	1,15	0,0672	0,3469	2,55	2,4
10,0	0,424	1,18	0,1019	0,3380	2,38	2,1
20,0	0,371	0,9	0,1320	0,2955	2,26	1,3
33,33	0,349	0,6	0,1486	0,2623	2,20	0,91
100,0	0,326	0,3	0,1691	0,213	2,14	0,2
Энергетическая область 46,5-100 кэВ						
0,5	2,598	0,1	0,0018	0,0436	4,32	0,7
1,0	1,555	0,26	0,0052	0,0991	4,11	1,2
2,0	1,019	0,6	0,0125	0,1705	3,86	1,6
5,0	0,674	1,0	0,0291	0,2322	3,47	2,3
10,0	0,543	1,4	0,0438	0,2317	3,19	2,20
20,0	0,471	1,2	0,0568	0,2029	2,98	1,7
33,33	0,440	0,9	0,0640	0,1752	2,87	1,4
100,0	0,407	0,6	0,0731	0,1231	2,75	0,7
Энергетическая область 21,5-46,5 кэВ						
0,5	3,21	0,9	0,0097	0,0268	6,6	4,5
1,0	1,80	2,2	0,0023	0,0620	4,58	8,7
2,0	1,06	3,9	0,0052	0,1196	3,17	13,0
5,0	0,579	5,6	0,0132	0,2100	2,02	15,8
10,0	0,407	5,9	0,0230	0,2600	1,51	16,0
20,0	0,317	5,4	0,0346	0,2725	1,21	14,0
33,33	0,279	4,6	0,0427	0,2564	1,08	12,0
100,0	0,242	2,5	0,0549	0,1827	0,95	5,7

При $\rho_{\text{S}}/\rho_{\text{Fe}} = 1$ отношение $\rho_{\text{H}}/\rho_{\text{Fe}}$ варьировалось от 0,01 до 200.

На рис. I приведена зависимость

$$\frac{\Delta k_{\text{эф}}}{k_{\text{эф}}} = \frac{k_{\text{эф}} - 1}{k_{\text{эф}}} \cdot \frac{\Delta B^2}{B^2}$$

от $\rho_{\text{H}}/\rho_{\text{Fe}}$ при $\rho_{\text{S}}/\rho_{\text{Fe}} = 0,1$. Кривая 1 показывает изменение коэффициента размножения за счет учета анизотропии рассеяния с большой потерей энергии при расчете групповых констант. Кривая 2 показывает, насколько изменяется коэффициент размножения, если при расчете констант пренебречь анизотропией упругого рассеяния на тяжелых ядрах ($A_1 = 0$) по отношению к случаю, когда эта анизотропия учитывается, но анизотропией рассеяния на водороде пренебрегается [A_1 (из выражения 1.8)]. Это различие соответствует различию в алгоритмах подготовки констант,

использованных в программах M-26 [1] и АРАМАКО [2]. Кривая 3 показывает влияние пренебрежения анизотропией рассеяния как с малой, так и с большой потерей энергии [в одном случае $A_1 = 0$, в другом - A_1 рассчитывается по формуле (2.18)].

При $\rho_H / \rho_{Fe} \approx 0,1$ влияние учета анизотропии рассеяния с большой потерей энергии не является пренебрежимо малым. Пренебрежение же анизотропией рассеяния на железе приводит к существенным погрешностям в коэффициенте размножения.

В третьей серии расчетов ρ_H / ρ_{Fe} было принято постоянным и равным 0,1, а отношение ρ_5 / ρ_{Fe} варьировалось от 0,01 до 0,5. На рис.2 показано влияние обсужденных выше эффектов анизотропии рассеяния на величину коэффициента критичности. Обозначения кривых те же, что на рис.1. При $\rho_5 / \rho_{Fe} = 0,05$ влияние учета анизотропии рассеяния с большой и с малой потерей энергии на коэффициент критичности сравниваются. При $\rho_5 / \rho_{Fe} < 0,05$ учет анизотропии рассеяния на водороде при оценке структуры спектра тока оказывается более важным. При $\rho_5 / \rho_{Fe} \approx 0,03$ он достигает 0,7%. Полное пренебрежение анизотропией рассеяния может привести к ошибке в $k_{эф}$ до 1,25%.

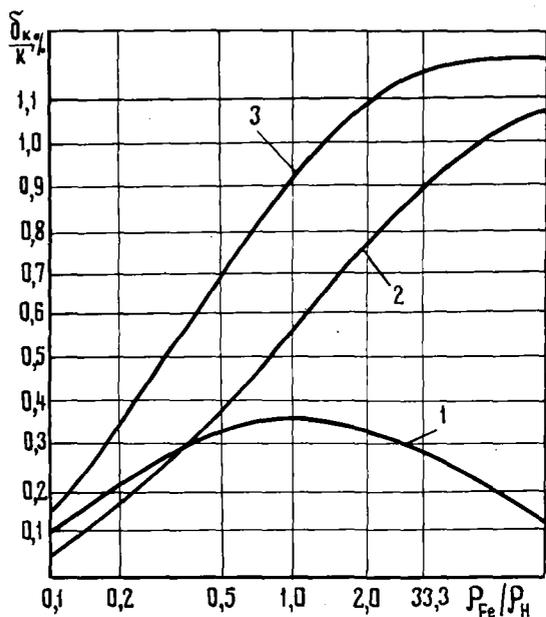


Рис.1. Расчет возмущения эффективного коэффициента размножения в среде U-Fe-H выполненных с различной точностью учета анизотропии рассеяния ($\rho_U / \rho_{Fe} = 0,1$)

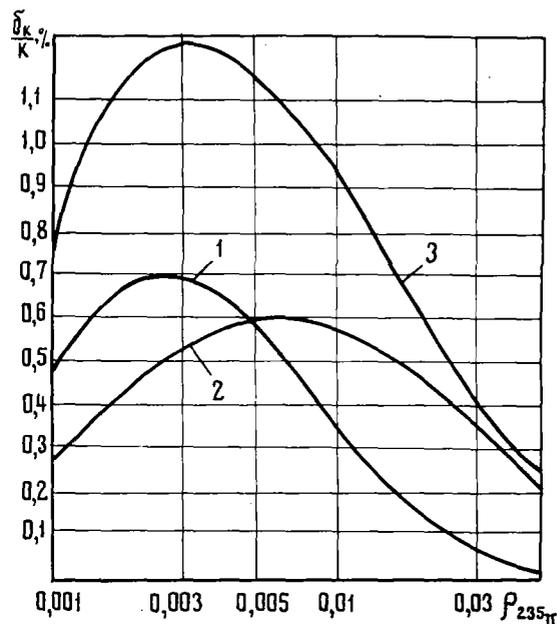


Рис.2. Расчет возмущения эффективного коэффициента размножения в среде U-Fe-H выполненных с различной точностью учета анизотропии рассеяния ($\rho_{Fe} / \rho_H = 10$)

Приведенные исследования показывают, что при расчете быстрых реакторов, не содержащих водорода, алгоритм подготовки констант, в котором анизотропия рассеяния с большой потерей энергии не учитывается при оценке структуры спектров гармоник, является вполне обоснованным. В водородсодержащих реакторах обсуждаемый эффект может быть существен, если активная зона содержит в большой концентрации железо или другие элементы с сильными интерференционными минимумами в сечении. Такие системы встречаются довольно редко.

Следует, однако, подчеркнуть, что при расчете уран-водных защит, пренебрежение анизотропией рассеяния с большой потерей энергии при подготовке констант, по-видимому, может приводить к серьезным погрешностям. В самом деле, градиенты потока в защите велики, а потому велики и требования к точности расчета констант высоких гармоник. Важно так же и то, что поток нейтронов за защитой большой толщины довольно чувствителен даже к небольшим вариациям констант.

Для количественной оценки обсуждаемых эффектов на защитные характеристики уран-водных сред требуется разработка специальных программ, обеспечивающих обратную связь между результатами расчета потоков в защите и программами подготовки констант.

4. Влияние учета анизотропии рассеяния с малой потерей энергии на групповые константы и макроскопические характеристики реакторов

Из данных разд.3 видно, что в ряде случаев приближение, в котором принимается

$$\varphi_\ell = 1/\sum_t^{\ell+1}(u), \quad (4.1)$$

может приводить к заметным погрешностям в результатах расчета.

В табл.3 приведены изменения полных сечений первых шести гармоник железа (группы 4,0-6,5 МэВ и 21,5 - 46,5 МэВ) и кислорода (группа 1,4 - 2,5 МэВ).

Таблица 3

Влияние анизотропии рассеяния на величину групповых констант

ℓ	\sum_t^{ℓ} при $\ell'=5$	$\Delta\Sigma$, при $\ell'=4$	$\Delta\Sigma$, % при $\ell'=3$	$\Delta\Sigma$, % при $\ell'=2$	$\Delta\Sigma$, % при $\ell'=1$	$\Delta\Sigma$, % при $\ell'=0$
Полные сечения железа 4,0-6,5 МэВ						
0	3,41	0	0	0	0	0
1	3,33	0	0	0	0	-1,08
2	3,25	0	0	0	-1,58	-2,81
3	3,15	0	0	-1,93	-2,94	-4,22
4	3,04	0	-1,14	-3,15	-3,66	-4,89
5	2,9	-0,16	-1,28	-1,22	-3,51	-4,60
Полные сечения железа 21,5-46,5 МэВ						
0	1,9	0	0	0	0	0
1	0,371	0	0	0	0	-1,74
2	0,333	0	0	0	-0,14	-0,22
3	0,3302	0	0	0	-0,01	-0,01
4	0,33	0	0	0	0	0
5	0,33	0	0	0	0	0
Полные сечения кислорода 1,4-2,5 МэВ						
0	2,08	0	0	0	0	0
1	0,648	0	0	0	0	-8,0
2	0,793	0	0	0	-8,57	-11,4
3	0,541	0	0	-2,55	-2,85	-2,95
4	0,528	0	-1,45	-1,5	-1,51	-1,52
5	0,521	-0,14	-0,17	-0,18	-1,8	-1,8

В первой колонке таблицы приводится значение $\sum_{t\ell}$, рассчитанное по формуле (1.9). В остальных колонках указан процент погрешности, связанной с учетом в сумме по n лишь первых L угловых моментов сечения рассеяния, т.е.

$$\bar{\sum}_{t\ell} = \frac{\sum_{n=\ell'}^{\ell} A_{\ell-n} \langle 1/\sum_t^n \rangle}{\sum_{n=\ell'}^{\ell} A_{\ell-n} \langle 1/\sum_f^{n+1} \rangle}, \quad (4.2)$$

где

$$\ell' = \begin{cases} 0 & \text{для } \ell \leq L \\ \ell - L & \text{для } \ell > L \end{cases}, \quad L = 4, 3, 2, 1, 0. \quad (4.3)$$

Расчетные данные показывают, что для нуклидов, сечения которых имеют узкий интерференционный минимум при наличии сильной анизотропии упругого рассеяния (кислород), ошибки групповых сечений могут достигать порядка 10%, если анизотропией рассеяния пренебречь при усреднении

сечений. Значительная ошибка содержится и в сечениях, усредненных с весом первой гармоники спектра потока нейтронов.

В целях исследования степени влияния учета анизотропии рассеяния при усреднении сечений на интегральные функционалы были рассмотрены три системы на быстрых нейтронах:

- критическая сборка КБР-2 [6], в активной зоне которой содержится много стали, отражатель - из окиси урана (цилиндрическая одномерная модель с $V_z^2 = 0,00076$);

- сферическая модель большого бридера (состав активной зоны совпадает с зоной малого обогащения двумерной тестовой модели [7], отражатель той же толщины и состава, что и торцевой экран этой модели);

- критическая сфера из окиси урана с 30%-ным обогащением без отражателя. Состав и критические размеры всех систем приведены в табл.4. Расчеты проводились в 26-групповом P1-приближении по системе АРАМАКО.

Таблица 4

Состав и критические размеры систем

Материал	КБР-2		Бридер		UO ₂
	Зона I	Зона 2	Зона I	Зона 2	Зона I
²³⁵ U	0,2570E-2	0,5900E-4			0,3330E-1
²³⁸ U	0,2860E-3	0,1414E-1	0,7397E-2	0,9550E-2	0,6670E-1
O	0,0000E-0	0,2839E-1	0,1710E-1	0,1910E-1	0,2000E-1
Al	0,3310E-2	0,4140E-2			
Fe	0,4299E-1	0,4290E-2	0,1235E-1	0,1235E-1	
Cr	0,1157E-1	0,1157E-2	0,3210E-2	0,3210E-2	
Ni	0,5700E-2	0,5670E-3	0,2660E-2	0,2660E-2	
Mn	0,7470E-3				
Mo			0,3260E-3	0,3260E-3	
¹⁰ B	0,1000E-3		0,1000E-3	0,1000E-3	
Na			0,7200E-2	0,7200E-2	
²³⁹ Pu			0,7460E-3		
²⁴⁰ Pu			0,2830E-3		
²⁴¹ Pu			0,1242E-3		
²³⁹ Pu			0,3420E-3		
Реактор:					
- размер, см	20,2	40,0	55,0	50,0	5,8
- температура, К	300	300	300	300	300
- число узлов	30	30	30	30	300

В табл.5 приведены значения Σ_{tg} в 15 группах (465 эВ - 10,5 МэВ) для активных зон рассматриваемых систем, рассчитанных с учетом [AI согласно выражению (1.8)] и без учета (AI = 0) анизотропии рассеяния с малой потерей энергии. В сборке КБР-2 отличия, достигающие ~1,5%, обусловлены анизотропией рассеяния на железе. В сфере UO₂ отличия того же порядка величины обусловлены анизотропией рассеяния и резонансной структурой сечений кислорода. В большом бридере отличия достигают ~1% в 6-й группе, где они обусловлены анизотропией рассеяния как на кислороде, так и на железе.

Влияние этих отличий на микроскопические характеристики реакторов видно из данных табл.6, 7, в которых приводятся, соответственно, коэффициенты критичности, отношения чисел процессов и реактивности образцов в центре активных зон.

Влияние анизотропии рассеяния на величину $\bar{\Sigma}_{tz}$

Таблица 5

№ группы	КБР-2		Бридер		UO ₂	
	$\Sigma_{tz} \neq 2$	$\frac{\Delta\Sigma}{\Sigma}, \%$	Σ_{tz}	$\frac{\Delta\Sigma}{\Sigma}, \%$	Σ_{tz}	$\frac{\Delta\Sigma}{\Sigma}, \%$
1	0,1197	0,00	0,08812	0,11	0,5036	0,44
2	0,1388	0,14	0,1021	0,20	0,5911	0,41
3	0,1653	0,30	0,1196	0,25	0,6772	0,74
4	0,1612	0,93	0,1364	0,22	0,8342	0,49
5	0,1468	1,22	0,1651	0,24	0,1350	0,44
6	0,1698	1,71	0,1933	0,83	1,2315	1,38
7	0,1846	0,65	0,2099	0,10	1,4667	0,00
8	0,2379	0,50	0,2472	0,01	1,7141	0,00
9	0,2888	0,45	0,2833	0,14	1,8273	0,00
10	0,2282	0,70	0,3001	0,40	1,9273	0,00
11	0,3788	0,01	0,3376	0,01	2,0013	0,01
12	0,6948	0,00	0,4303	0,01	2,0565	0,01
13	0,6626	0,00	0,6174	0,40	2,1217	0,01
14	0,6032	0,00	0,3657	0,01	2,1608	0,14
15	0,6626	0,00	0,3864	0,01	2,2383	0,11

данные по критической сборке КБР-2

Таблица 6

Kэфф		Отношение чисел процессов в центре активной зоны		Изменение реактивности образцов в центре активной зоны			
A _T ≠ 0	A _T = 0	Отношение сечений	A _T ≠ 0	A _T = 0	Материал	A _T ≠ 0	A _T = 0
1,017	1,014		f^8/f^5 f^9/f^5 c^8/f^5	0,03192	0,03169	²³⁵ U	0,0 ² 1090
		1,077		1,076	²³⁸ U	-0,0 ⁴ 7602	-0,0 ⁴ 7527
		0,1305		0,1306	Al	0,0 ⁴ 1530	0,0 ⁴ 1548
					Cr	0,0 ⁵ 2943	0,0 ⁵ 3012
					Ni	-0,0 ⁵ 3968	-0,0 ⁵ 3897
					Fe	0,0 ⁵ 4488	0,0 ⁵ 4573
					Mn	-0,0 ⁵ 8236	-0,0 ⁵ 8154
					¹⁰ B	-0,0 ² 1108	-0,0 ² 1106

данные по сфере UO₂ и бридера

Таблица 7

Сфера				Бридер		
Kэфф		Kэфф		Отношение чисел процессов в центре активной зоны		
A _T ≠ 0	A _T = 0	A _T ≠ 0	A _T = 0	Отношение сечений	A _T ≠ 0	A _T = 0
0,9995	0,9978	0,9943	0,9941		f^8/f^5 $f^{235}Np/f^5$ f^9/f^5 c^{Au}/f^5 c^{Na}/f^5 c^8/f^5 c^{Cu}/f^5 f^{40}/f^5	0,01807
				0,1305		0,1305
				0,8607		0,8607
				0,3589		0,3589
				0,00128		0,00128
				0,1465		0,1465
				0,045517		0,04517
				0,1443		0,1443

Обсуждаемый эффект изменяет коэффициенты размножения сборки КБР-2 и сферы из UO_2 на величину порядка 0,3%. На коэффициент размножения большого быстрого реактора он практически не сказывается (в более реалистичной двумерной модели с большим упрощением следует ожидать увеличения эффекта до трех-пяти раз, но и в этом случае возмущение коэффициента реактивности остается малым). На отношение сечений и реактивностей в центре исследуемых реакторов влияние учета анизотропии рассеяния при усреднении констант пренебрежимо мало.

Эти результаты оправдывают применение алгоритмов, используемых в комплексе программ решения одномерного уравнения переноса нейтронов в P1-приближении при расчете типичных реакторов и критических сборок на быстрых нейтронах, так как погрешности, связанные с построением одномерной модели и P1-приближения, являются более существенными.

Список литературы

1. Комплекс программ для расчета быстрых реакторов в одномерной геометрии. - В кн.: Доклады по программам и методам расчета быстрых реакторов специалистов СЭВ. Димитровград, 1975, с.34. Авт.: И.П.Маркелов, М.А.Барыба, М.М.Савоськин и др.
 2. Х о х л о в В.Ф., С а в о с ь к и н М.М., Н и к о л а е в М.Н. Комплекс программ АРАМА-КО для расчета групповых макро- и блокированных микросечений на основе 26-групповой системы констант в подгрупповом представлении. - В кн.: Ядерные константы, 1968, вып.8, ч.3, с.3-136.
 3. Распространение резонансных нейтронов в гомогенных средах. Теория и специальные функции. Приложение к "БИЦЯД". Вып.6. М., Атомиздат, 1968. Авт.: Л.П.Абагян, Ф.Ф.Михайлус, М.Н.Николаев, В.В.Орлов.
 4. The Shielding Factor Method of Generating Multigroup Cross Sections for Fast Reactor Analysis. - "Nucl. Sci. and Engng", 1972, v. 48, p. 189-201. Auth.: R.B.Kidman, R.E.Shenter, R.W.Haldie, W.W.Little.
 5. S m i t h R.W., R o w l a n d s J.L., W a r d l e m o r h D. The FD-2 Group Averaged Cross-Section Set for Fast Reactor Calculation. - AE EW-R-491, 1966; B a c h m a n H. e.a. The Group Cross-Section Set KFK-SNEAK. Preparation and Results. - KFK-628. (sm.101/12).1967.
 6. C o l u b e v V.I. e.a. Experimental Studies on the Critical Assembly KB R-1. - INDO-SOVIET Seminar on Fast Reactors. Kalpakkan. 1972.
 7. З и з и н М.Н., К у д р я ш о в Л.Н., Н и к о л а е в М.Н. Двумерная модель большого энергетического быстрого реактора-бриддера с оксидным топливом и натриевым теплоносителем для проведения тестовых расчетов. - П-4 (270). Димитровград, 1976.
 8. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1964. Авт.: Л.П.Абагян, Н.О.Базазянц, И.И.Бондаренко, М.Н.Николаев.
-

ОЦЕНКА ЭКОНОМИИ ВОДЯНОГО И КАДМИЙ-ВОДЯНОГО ОТРАЖАТЕЛЕЙ
 ДЛЯ ГОМОГЕННЫХ УРАН-ВОДНЫХ СИСТЕМ

В.Н. Гури н, Ю.Н. Миро но в и ч, А.М. По п л а в к о

EVALUATION OF THE SAVINGS OF WATER AND CADMIUM-WATER REFLECTORS FOR HOMOGENEOUS URANIUM-WATER SYSTEMS. In this Article Savings of Water and Cadmium-Water Reflectors for Spherical Reactors are evaluated. Cores Consist of Homogeneous Mixture of High Enrichment Uranium with Water. Atomic Ratio ρ_h/ρ_s Varies from 0 to 1500. The Derivatives $(\Delta R/R)$ $(\Delta k/k)$ for Bare Reactors, Water and Cadmium-Water Reflected are Given.

Экономия отражателя вместе с длиной экстраполяции образует "эффективную добавку", знание которой необходимо при выполнении расчетных оценок критических параметров делящихся веществ [1]. Точность предсказания критических размеров реактора с отражателем, основанного на преобразовании лапласиана, зависит от ошибки экономии отражателя. Например, для смеси высокообогащенного урана с водой при отношении ядер водорода и ^{235}U , равном 100, 20%-ная ошибка в экономии водяного отражателя приводит к 19%-ной ошибке в критической массе.

В данной работе делается оценка экономии Δ водяного и кадмий-водяного отражателей для сферических реакторов. Активная зона состоит из гомогенной смеси урана высокого обогащения с водой, причем ρ_h/ρ_s изменяется в широком диапазоне, от 0 до 1500. Поскольку экономия определяется как разность между критическим размером реактора без отражателя и критическим размером реактора с отражателем, то погрешность ее определения складывается из погрешностей в расчете упомянутых критических размеров. Все расчеты сделаны в многогрупповом S_8 -приближении [2] по системе констант [3] с учетом пространственно-энергетического распределения тепловых нейтронов [4]. На рис.1,2 приведены результаты расчетов экономии водяного и кадмий-водяного отражателей, соответственно. Для сравнения приводятся оценки других авторов, а также результаты экспериментального определения Δ . Данные по сферам использовались непосредственно, в то время как результаты экспериментов в цилиндрической геометрии преобразовывались к сферической гео-

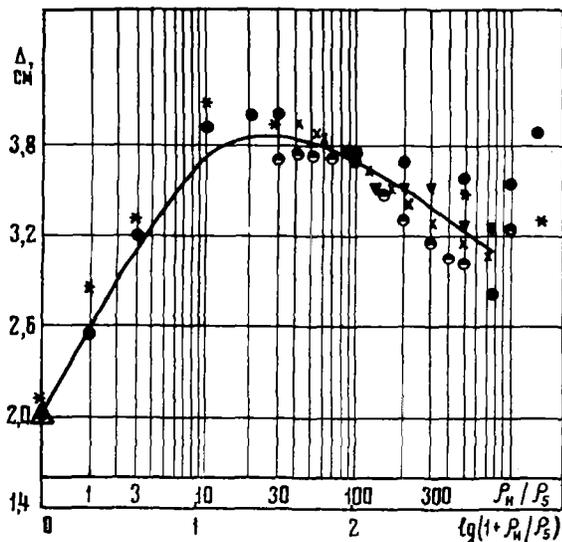


Рис.1. Зависимость экономии водяного отражателя от отношения ядер ρ_h/ρ_s :
 расчетные данные: * - S_8 -приближение, 2Г-групповая система констант; ● - другие авторы [5];
 экспериментальные данные: х - цилиндры [6];
 ○ - сферы [6]; Δ - сфера [1]; ▽ - сфера [7].

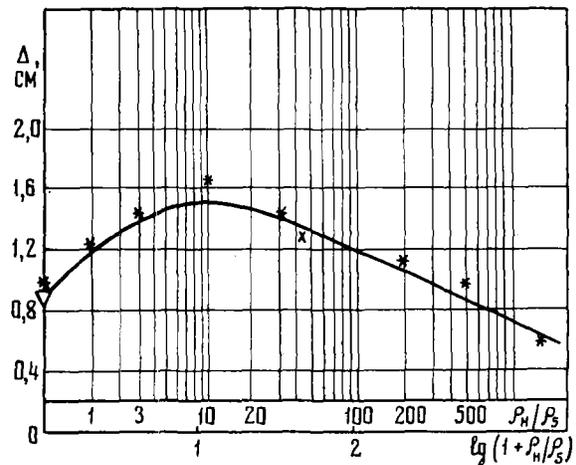


Рис.2. Зависимость экономии кадмий-водяного отражателя от отношения ядер ρ_h/ρ_s :
 расчетные данные: * - S_8 -приближение, 2Г-групповая система констант; экспериментальные данные: ▽ - сфера [1]; х - цилиндр [6].

метрии. Обработка результатов в целях получения оценочных кривых зависимости экономии водяного и кадмий-водяного отражателей от отношения ядер ρ_H/ρ_B представляет определенные трудности ввиду некоторой противоречивости результатов и недостаточного знания диапазона ошибок.

На основании имеющихся экспериментальных и расчетных данных на рис.1 и 2 даются рекомендованные оценочные зависимости Δ от ρ_H/ρ_B . Эти кривые в основном повторяют ход расчетной зависимости, но приведены несколько ниже с учетом экспериментальных данных и имеющегося у авторов опыта.

В таблице приводятся производные $(\Delta R/R)/(\Delta K/K)$, для реакторов без отражателя, с водяным и кадмий-водяным отражателями, полученные для тех же составов активных зон ($\gamma_U = 18,7$ г/см³; $\gamma_{H,O} = 1$ г/см³, обогащение - 90%-ное, 21-групповая система констант с учетом термализации).

Производные $(\Delta R/R)/(\Delta K/K)$, полученные из расчета сферических реакторов в S_8 -приближении

ρ_H/ρ_B	Реактор без отражателя	Реактор с водяным отражателем	Реактор с кадмий-водяным отражателем
0	1,25	1,42	1,25
1	1,21	1,43	1,30
3	1,30	1,61	1,38
10	1,35	1,65	1,42
30	1,22	1,57	1,40
200	1,21	1,49	1,35
500	1,52	1,65	1,50
1500	3,53	3,84	1,1

Список литературы

1. Д у б о в с к и й Б.Г. и др. Критические параметры систем с делящимися веществами и ядерная безопасность. М., Атомиздат, 1966.
2. М и р о н о в и ч Ю.Н., Н и к о л а й ш в и л и Ш.С. Численный алгоритм многогруппового расчета одномерных ядерных реакторов в S_8 -приближении. - В кн.: Вопросы физики ядерных реакторов. Вып.1. Обнинск, 1968, с.217-245.
3. З а х а р о в а С.М., С и в а к Б.Н., Т о ш и н с к и й Г.И. Ядерно-физические константы для расчета реакторов. Прил. к "БМФД". Вып.3. М., Атомиздат, 1967.
4. Методы расчета спектра медленных нейтронов. - "Атомн. энергия", 1962, т.13, вып.6, с.534-546. Авт.: Г.И.Марчук, В.Ф.Турчин, В.В.Смелов, Г.А.Илясова.
5. W a l l i s P. Computational Survey of Homogeneous Water-Moderated Systems. Los Alamos. - LA-3166-MS, UC-46. Criticality Studies. TID-4500. 1964.
6. Reactor Physics Constants. - ANL-5800. 1963, p.182.
7. Д у б о в с к и й Б.Г. и др. Критические параметры водных растворов $UO_2(NO_3)_2$ и ядерная безопасность. - В кн.: Труды третьей Международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1964. Докл. советских ученых.

АНАЛИЗ ДВУХЗОННЫХ РАЗМНОЖАЮЩИХ СИСТЕМ
В ДИФФУЗИОННОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

Ю.Ю. В а с и л ь е в, В.Н. Г у р и н

ANALYSIS OF TWO-ZONE FISSIONABLE SYSTEMS BY DIFFUSION APPROXIMATION. The applicability of diffusion approximation for determination of critical parameters of fissionable systems by subcritical inset method is analysed. The results of calculations of critical parameters in 21-group S_8 -approximation of transport equation are used as "experimental" data. The compositions from mechanical mixture of uranium dioxide and water are considered. The accuracy of the subcritical inset method is evaluated by means of the comparison with the results of calculation in S_8 -approximation.

Введение

В настоящее время в реакторных исследованиях широкое распространение получили экономные методы [1], позволяющие получать сведения о нейтронно-физических параметрах размножающих систем без проведения полномасштабных критических экспериментов. Основное преимущество экономных методов - возможность использования для их осуществления значительно меньшего количества материала по сравнению с критическими количествами. Одним из методов является метод замещения в различных модификациях, состоящий в замене части эталонной критической системы вставкой из исследуемого материала. В работе [2] развит метод прогрессивного замещения, который позволяет в двухгрупповой интерпретации при учете возмущенных потоков определить материальный параметр, коэффициент диффузии и его анизотропию. В работах [3, 4] анализируются эксперименты по прогрессивному замещению для быстрых реакторных систем с использованием диффузионного приближения и модели двух перекрывающихся групп. В результате получено аналитическое выражение для изменения критического радиуса эталонной зоны, с помощью которого аппроксимируются результаты экспериментов.

Основной недостаток этих интерпретаций двухзонных экспериментов - требование близости спектров вставки и эталонной зоны, а также необходимость проведения серии экспериментов по замещению. Большим недостатком этих подходов является несовершенство используемых расчетных методов, что вносит значительную и слабо поддающуюся оценке погрешность.

В работе [5] предложен метод получения нейтронно-физических параметров размножающих систем при использовании одиночных экспериментов с замещением. Этот метод, свободный от указанных ограничений, заключается в корректировке определенного набора макроскопических констант вставки из исследуемого материала таким образом, чтобы обеспечивалось наилучшее описание, в общем случае, некоторой совокупности интегральных характеристик исследуемой экспериментальной композиции. При этом предполагается, что нейтронно-физические параметры эталонной системы достаточно хорошо изучены и вносят минимальную (соответствующим образом учитываемую) неопределенность в значения аппроксимируемых интегральных параметров. Нахождение поправок к макроскопическим константам вставки основано на использовании метода наименьших квадратов. Развитый в работе [5] метод подкритической вставки позволяет, в случае необходимости, использовать сколь угодно точные аппроксимации кинетического уравнения, что дает возможность избежать требований близости спектров исследуемой вставки и эталонной опорной зоны. В рамках этого метода имеется также возможность корректно определить дисперсию предсказываемого по уточненному набору макроконстант любого реакторного параметра. В работе [5] метод был успешно применен к анализу быстрых размножающих систем, причем все рассмотрение было выполнено в рамках диффузионного приближения. Достаточность этого приближения объясняется близостью нейтронно-физических характеристик опорной зоны и вставки.

При анализе экспериментов с подкритическими вставками из технологических смесей встает вопрос о том, достаточна ли точность диффузионного приближения в случае, когда вставка с жест-

ким спектром нейтронов окружается опорной зоной с мягким спектром нейтронов. Такой случай представляет интерес, так как на подкритических вставках в первую очередь целесообразно исследовать системы с жестким спектром, по которым трудно получить информацию обычными методами. Ответить на этот вопрос можно, не выполняя экспериментов, а ориентируясь на результаты расчетов в многогрупповом S_N -приближении, которые можно рассматривать в качестве критических экспериментальных точек.

В данной работе в качестве исследуемой системы выбрана гомогенная смесь двуокиси урана 90%-ного обогащения и воды.

Анализ выполнен для малогруппового диффузионного приближения в одномерной цилиндрической геометрии.

Алгоритмы анализа экспериментов со вставкой

Суть метода подкритической вставки [5], используемого в настоящей работе, состоит в проведении одного или нескольких экспериментов по достижению критического или подкритического состояния экспериментальной композиции в выбранном диапазоне $K_{эфф}$. Экспериментальная композиция представляет собой систему из исследуемого размножающего вещества - вставку, расположенную, как правило, в центре экспериментальной композиции и окруженную другой размножающей средой - опорной зоной.

далее, в соответствии с алгоритмом, изложенным в работе [5], выбранный набор макроскопических констант вставки корректируется таким образом, чтобы наилучшим образом в рамках выбранной модели аппроксимация кинетического уравнения описывались полученные $K_{эфф}$ (в проведенных экспериментах). При этом для того, чтобы макроскопические константы опорной зоны вносили минимальную ошибку в процедуру корректировки макроконстант вставки, они должны быть предварительно откорректированы. Если соответствующего набора макроконстант опорной зоны нет, проводят дополнительный эксперимент для композиции, отличающейся от первой отсутствием вставки, т.е. для полномасштабной опорной зоны, причем необходимо, чтобы физический состав полномасштабной опорной зоны при достижении выбранного $K_{эфф}$ был идентичен составу опорной зоны в эксперименте со вставкой. Для корректировки макроконстант опорной зоны используют ту же методику, что и для корректировки макроконстант вставки.

С откорректированным набором макроконстант вставки рассчитываются критические параметры материала вставки в различных реакторных композициях.

Нахождение поправок к макроконстантам вставки основано на использовании метода наименьших квадратов. В предположении существования линейной связи между вариациями $K_{эфф}$ и корректируемых групповых макроконстант задача уточнения последних сводится к нахождению поправок к макроконстантам $f_x = \Delta \Sigma_x / \Sigma_x$, минимизирующих функционал:

$$\sum_x f_x^2 / \delta^2 \Sigma_x + \left[1 - K \left(1 + \sum_x f_x S_x \right) \right]^2 / K^2 / \delta^2 K = \min, \quad (1)$$

где Σ_x , $\delta \Sigma_x$ - исходный набор макроконстант типа x и их среднеквадратичные ошибки, соответственно;

K , δK - значение $K_{эфф}$, полученное с использованием исходного набора макроконстант, и ошибка его предсказания, соответственно;

S_x - коэффициент чувствительности $K_{эфф}$ по отношению к Σ_x ,

$$S_x = \frac{\Delta K}{K} \frac{\Delta \Sigma_x}{\Sigma_x}.$$

Коэффициенты S_x , характеризующие количественно линейную связь между вариациями корректируемых макроконстант и $K_{эфф}$, определяются с использованием обобщенной теории возмущений [6], дающей (в предположении малых возмущений) в трехгрупповом диффузионном приближении следующую формулу для изменения реактивности реактора при вариации его параметров:

$$\Delta\left(\frac{1}{K}\right) = \frac{1}{\text{цнд}} \int_{V_0} \left\{ \sum_{j=1}^3 z(\Sigma'_{tz_j} - \Sigma_{tz_j}) \bar{J}'_j \bar{J}_j^+ - \sum_{j=1}^3 (\Sigma'_j - \Sigma_j) \Phi'_j \Phi_j^+ + \right. \\ \left. + \sum_{j=1}^3 \sum_{i=1}^{j-1} (\Sigma'_{ij} - \Sigma_{ij}) \Phi'_i \Phi_j^+ + \frac{1}{K'} \sum_{i=1}^3 (\nu'_{fi} \Sigma'_{fi} - \nu_{fi} \Sigma_{fi}) \Phi'_i \sum_{j=1}^3 \chi_j \Phi_j^+ \right\} dV, \quad (2)$$

где

$$\text{цнд} = \int_{V_0} \sum_{j=1}^3 \Phi_j^+(z) \chi_j \sum_{i=1}^3 \Phi_i(z) \nu \Sigma_{fi}(z) z dz.$$

Выражение для коэффициентов чувствительности S_x по отношению к выбранному набору макроконстант во вставке легко получают из формулы (2) [57].

Дифференцируя выражение (I) по f_x , получаем систему линейных алгебраических уравнений относительно f_x . Теория решения этих уравнений позволяет, кроме нахождения значений f_x , определить среднеквадратичные ошибки макроконстант нового набора Σ'_x , а также дисперсию любого реакторного параметра, выражаемую через набор этих макроконстант.

Результаты анализа двухзонных критических систем

В качестве исследуемой размножающей системы выбрана механическая смесь UO_2 (обогащение 90%-ное) плотностью 6 г/см^3 с водой нормальной плотности. Отношение ядер водорода и ^{235}U изменялось от 0 до 50 (табл. I). В качестве опорной зоны использованы две различные композиции: первая - указанная выше механическая смесь при отношении ядер водорода и ^{235}U , равном 243 (100 г ^{235}U на 1 л); вторая - водный раствор уранилнитрата (обогащение 90%-ное) - при отношении ядер водорода и ^{235}U , равном 1500 (17,3 г ^{235}U на 1 л). Толщины опорных зон выбраны равными 10 и 12 см соответственно.

Значения критических радиусов исследуемой системы в виде цилиндра бесконечной высоты без отражателя, а также с водяным отражателем толщиной 20 см и окруженные указанными выше опорными зонами, приведены в табл. I. Там же указаны критические размеры цилиндров из материалов опорных зон без отражателя (полномасштабных опорных зон). Данные, приведенные в табл. I, получены в результате численных экспериментов в S_8 -приближении с использованием 2I-групповой системы констант [77]. Ошибка в значении $K_{\text{эфф}} = 1$ (ошибка численного эксперимента) полагалась равной 0,1%. Такая ошибка в данной работе была обусловлена заданной точностью итераций при расчете в S_8 -приближении и соответствует практически достижимой точности при проведении критических экспериментов.

Таблица I

Критические радиусы исследованных композиций
в виде цилиндров бесконечной высоты

Отражатель или опорная зона (толщина, см)	ρ_H/ρ_5 исследуемой системы					ρ_H/ρ_5 опорной зоны	
	0	1	3	10	50	243	1500
Без отражателя	18,46	17,2	15,58	13,25	11,24	12,25	27,17
Вода (20)	11,3	10,62	9,75	8,45	7,38	-	-
$\text{UO}_2 + \text{H}_2\text{O}$ (10)	2,5	2,35	2,3	2,1	2,0	-	-
$\text{UO}_2(\text{NO}_3)_2 + \text{H}_2\text{O}$ (12)	6,2	5,95	5,6	5,1	4,68	-	-

В данной работе принято следующее трехгрупповое разбиение энергетического интервала: $10^7 \geq E \geq 10^4$ эВ - первая группа; $10^4 > E \geq 0,39$ эВ - вторая группа; $0,39 \text{ эВ} > E \geq 0$ - третья группа. В каждой из этих групп уточнялись значения макроскопических сечений деления с выходом нейтронов, поглощения и коэффициента диффузии.

Исходные значения макроскопических констант в рамках используемого диффузионного трехгруппового приближения для исследуемых вставок и опорных зон рассчитаны, за исключением Σ_{I2} и D_I , по программе, реализующей известные алгоритмы [7]. Макроскопические константы первой группы Σ_{I2} и D_I получены по спектральной программе [8], учитывающей замедление на водороде точно, а замедление на изотопах с $A > 1$ - в приближении Грюлинга-Герцеля. Библиотека микроконстант для программы в работе [8] основывается на ядерных данных работы [9]. Ошибки в значениях исходных микроконстант оценены приближенно с учетом спектра нейтронов и имеющихся данных об ошибках в микроконстантах и приняты равными

$$\nu\Sigma_{f_1}, \nu\Sigma_{f_2}, \Sigma_{a_1}, \Sigma_{a_2}, D_1 - 5\%; \quad \nu\Sigma_{f_3}, \Sigma_{a_3} - 3\%; \quad D_2 - 2\%; \quad D_3 - 15\%.$$

На первом этапе корректировались исходные макроконстанты полномасштабных опорных зон двух типов в соответствии с алгоритмом, описанным выше. При этом коэффициенты размножения опорных зон, содержащих двуокись и уранилнитрат, составили 0,9758 и 0,9648 соответственно.

На втором этапе проводилась корректировка макроконстант вставок при полученных макроконстантах опорной зоны (для каждого из двух типов опорной зоны отдельно) с использованием критических радиусов, приведенных в табл. I. Исходные значения $K_{эфф}$ систем вставка-опорная зона для вставок с ρ_H/ρ_5 , равным 0; 1; 3; 10; 50 составили, соответственно:

двуокисная опорная зона - 1,0³16; 0,9981; 0,9997; 0,9928; 0,992;

опорная зона из уранилнитрата - 0,995; 0,9999; 0,9958; 0,9862; 0,9827.

Уточненные значения макроконстант вставок использованы для получения критических параметров размножающих систем различной геометрии из материала вставок, окруженных замедляющим (водяным) отражателем и без такового. Для оценки ошибки использования диффузионного приближения в методе подкритической вставки были проведены расчеты $K_{эфф}$ реакторов с водяным отражателем и без отражателя с использованием полученных наборов уточненных макроконстант вставок и критических размеров из табл. I. Результаты расчетов приведены в табл. 2.

Таблица 2

Коэффициенты размножения исследованных систем с водяным отражателем и без отражателя при использовании опорных зон разных типов

Тип опорной зоны	ρ_H/ρ_5 исследуемой системы				
	0	1	3	10	50
UO ₂ + H ₂ O: с полным водяным отражателем	1,0078	1,024	1,0146	1,046	1,044
	0,9919	1,027	1,035	1,075	1,055
UO ₂ (NO ₃) ₂ + H ₂ O: с полным водяным отражателем	1,017	1,0157	1,020	1,0176	1,0146
	1,0021	1,019	1,0416	1,044	1,0256

Как видно из табл. 2, точность предсказания критических параметров для реактора с водяным отражателем выше, чем для реактора без отражателя, что, по-видимому, связано с наличием в опорной зоне воды в качестве замедлителя. Кроме того, заметно улучшение предсказания критических параметров при использовании более разбавленной опорной зоны. Последнее имеет важное прикладное значение, так как на практике предпочтительней использовать разбавленные опорные зоны.

Выводы

В работе исследованы методологические аспекты использования диффузионного приближения в рамках метода подкритической вставки. Исследована зависимость точности предсказания критических параметров исследуемых систем (вставок) с жестким спектром нейтронов в зависимости от спектра опорной зоны. Анализ результатов позволяет сделать следующие выводы:

1. Точность предсказания критических параметров существенно зависит от спектра исследуемой системы и характера композиции, критические параметры которой предсказываются.

2. Диффузионное приближение, в общем случае, не может служить основой для анализа экспериментов со вставками ввиду сильной зависимости результатов от свойств вставки и опорной зоны. Поэтому в основу анализа экспериментов с подкритическими вставками следует положить методики, основанные на более точной аппроксимации кинетического уравнения.

Список литературы

1. Жежерун И.Ф. - "Атомн. энергия", 1969, т.26, вып.4, с.253.
2. P e r r y R. The Evaluation of Buckling and Diffusion Coefficients from Two-Region Experiments. - In Proc. Symp. IAEA on Exponential and Critical Experiments. V. 3. Vienna, 1964, p. 289.
3. S t o r g e r F., C h a u m o n t M. In Proc. Conf. Fast Critical Experiments and Their Analysis. - ANL-7320, 1966, p.439.
4. Нелм Ф. - "Trans. Amer. Nucl. Soc.", 1968, v. 11, p. 595.
5. Васильев Ю.Ю., Гуринов В.Н., Дубовский Б.Г. - "Атомн. энергия", 1976, т.40, вып.3, с.242.
6. Усачев Д.Н. - "Атомн. энергия", 1963, т.15, вып.6, с.472.
7. Марчук Г.И. Методы расчета ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1961, с.639-646.
8. Гуринов В.Н., Дмитриева В.С., Румянцев Г.Я. Расчет внутригрупповых среднееобъемных спектров замедляющихся нейтронов в водородсодержащем реакторе. - Препринт ФЭИ-223, Обнинск, 1970.
9. L a n g e r I., S m i d t J., W o l l D. Tables of Evaluated Neutron Cross Sections for Fast Reactor Materials. - КФК-50, 1968.

УДК 621.039.51

НАЧАЛЬНЫЕ УСЛОВИЯ В ОСЦИЛЛЯТОРНОМ МЕТОДЕ ИЗМЕРЕНИЯ ВОЗМУЩЕНИЙ РЕАКТИВНОСТИ

В.Г. Козловцев

THE INITIAL CONDITIONS IN THE OSCILLATOR METHOD OF REACTIVITY PERTURBATION MEASUREMENT. The work presents the transformation algorithm of experimental data into reactivity time dependence with the neutron flux change in the reactor and the questions of the initial conditions as applied to the reactivity perturbation measurement with the use of a pile oscillator.

1. Введение

В последние годы в качестве инструмента исследований при измерении реакторно-физических характеристик широко применяется глобальный реакторный осциллятор. Одной из причин распространения осцилляторного метода является его потенциально высокая точность (лучше, чем $10^{-8} \Delta k/k$), определяемая в основном уровнем мощности реактора $\Delta \rho \sim 1/\sqrt{W}$. Кроме того, периодичность возмущений реактивности при использовании осциллятора допускает относительно простые пути устранения ошибок, обусловленных дрейфом реактивности [1, 2].

Несмотря на то, что круг задач, решаемых осцилляторным методом, разнообразен и результаты, получаемые при этом, различны по качеству, в основе их экспериментального обеспечения заложен один и тот же алгоритм – использование реакторных уравнений кинетики [3].

В настоящей работе отражен практический опыт, достигнутый при измерении возмущений реактивности глобальным реакторным осциллятором на быстром критическом стенде «КЮБРа» [4]; применительно к таким измерениям рассмотрены вопросы начальных условий – аналог тех ограничений, которые требуются при измерении реактивности по периоду разгона с последующим использованием уравнения обратных часов [5]; приведен также один из практических способов математической трансформации непосредственных экспериментальных данных об осцилляциях нейтронного потока во временной ход реактивности.

2. Техническое оснащение и проведение осцилляторных измерений

Осцилляторное оборудование и электронно-физическая аппаратура для стенда «КЮБРа» изготовлены в ЦИЯИ (ГДР). Построение осцилляторного оборудования и аппаратуры проведено по схеме, предложенной Карпентером [6], развитой в работе Ливерса [1] и частично описанной в работах [7, 2]. Блок-схема осцилляторного оборудования и аппаратуры стенда «КЮБРа» приведена на рис.1.

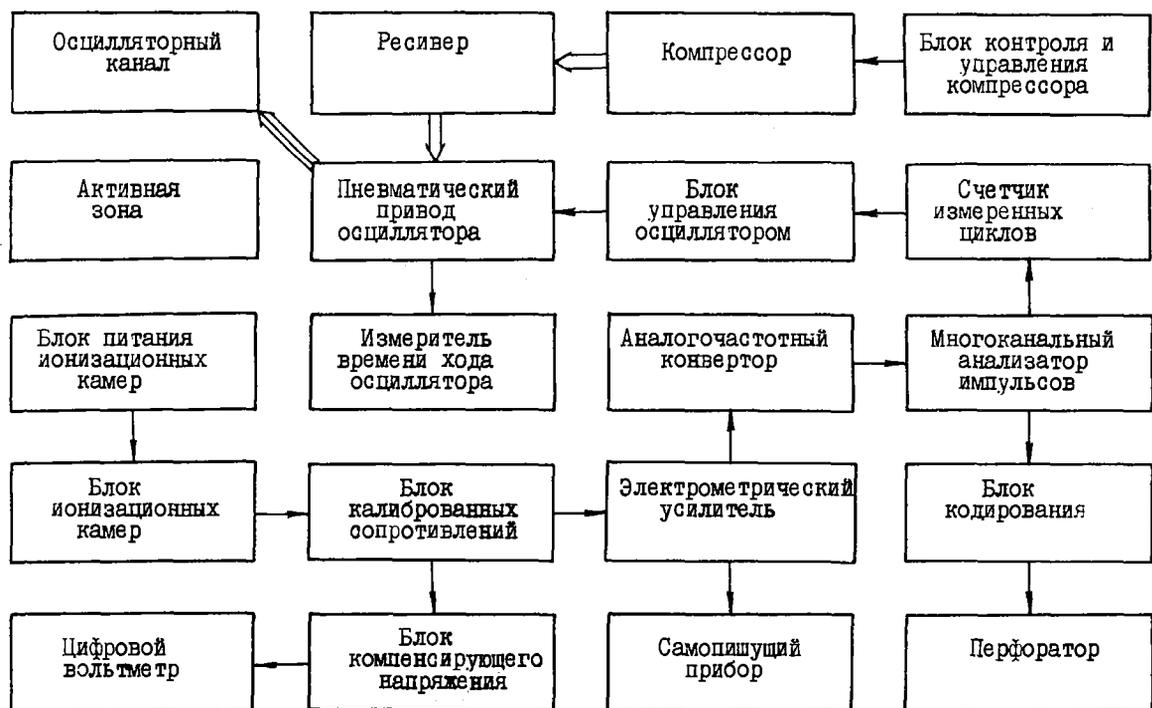


Рис.1. Блок-схема построения и коммутации осцилляторного оборудования и электронно-физической аппаратуры:

связи: ———— электронные (потенциальные и импульсные); ———— пневматические;
 ≡≡≡≡ механические

При измерении возмущений реактивности образец из исследуемого материала устанавливается в экспериментальном объеме осцилляторного канала, который пневматическим приводом периодически вводится в активную зону. Корпус осцилляторного канала изготовлен из стальной трубы $\varnothing 50 \times 1$ мм, идентичной трубам топливных каналов зоны. Заполняется осцилляторный канал обычно составом активной зоны, так что при работе осциллятора геометрия и состав зоны не изменяются,

а образуют одно целое с осцилляторным каналом. Такое конструктивное решение в значительной степени упрощает расчеты и облегчает интерпретацию экспериментальных результатов.

При заполнении осцилляторного канала полностью требуемым составом добиваются того, чтобы реактивная разница верхнего и нижнего положений его в зоне была лучшей, чем 0,01 цента. Для введения поправки при реактивных измерениях на неодинаковость верхнего и нижнего положения осцилляторного канала эту разницу измеряют при осциллировании канала без исследуемого образца.

Максимальный вес осцилляторного канала достигает 100 кг, ход поршня пневматического привода составляет 800 мм, диаметр цилиндра привода равен 63 мм, рабочее давление воздуха в нем составляет 4,8 атм, длительность хода при тяжелом осцилляторном канале (~ 70 кг) равна 1,8 с, при легком (~ 3 кг) - 0,5 с. В приводе предусмотрена система торможения, обеспечивающая плавное строгивание и останов осцилляторного канала. Компрессор работает в ждущем режиме и автоматически осуществляет подкачку воздуха в ресивер до оптимального давления ~ 5 атм.

Перепускной клапан пневматического привода управляется тактовыми импульсами многоканального анализатора АИ-4096, чем обеспечивается периодичность работы привода и синхронность осциллирования и регистрации колебаний нейтронного потока анализатором, работающим в режиме многоканального счетчика. Период осциллирования T задается выбором ширины канала анализатора Θ и числом каналов, предназначенных для регистрации информации об осцилляциях нейтронного потока в одном периоде. Практически на период осциллирования достаточно 256 каналов. При ширине канала Θ , равной 0,08 с, период T равен 20,48 с, а колебания реактивности близки к прямоугольным.

Измерения нейтронного потока при осциллировании образца регистрируются блоком ионизационных камер типа КНК-56. Переменная составляющая ионизационного тока усиливается электрометрическим усилителем типа VA-I-5I ($R_{\text{вх}} \approx 10^{14}$ Ом) с динамическим конденсатором и после преобразования аналого-частотным конвертором накапливается в виде чисел импульсов в регистре анализатора в течение временного интервала Θ ; из регистра числа списываются в открываемые друг за другом поочередно каналы памяти анализатора. При накоплении информация об осцилляциях нейтронного потока каждого последующего периода суммируется со всеми предыдущими и по окончании измерения в виде последовательности чисел N_j ($j = 0, 1, 2, \dots, 255$) выводится из памяти на перфоленту для последующей обработки на ЭВМ.

Постоянная составляющая тока камер, пропорциональная среднему уровню мощности реактора, на нагрузочных сопротивлениях компенсируется обратным потенциалом от регулируемого постоянного источника питания. Напряжение компенсации U_k измеряется цифровым вольтметром с $R_{\text{вх}} > 10$ МОм. Для перевода величины компенсирующего напряжения в количество импульсов используют предварительно измеренный коэффициент калибровки E , численно равный для выбранной ширины канала анализатора Θ количеству импульсов на I В компенсирующего напряжения за один период.

Итоговая информация об изменении нейтронного потока n_j при осциллировании образца с учетом постоянной составляющей получается при добавлении последней в импульсном представлении $U_k E Z$ к последовательности чисел N_j , т.е. окончательный экспериментальный результат выражается в виде

$$n_j = U_k E Z \pm N_j, \quad (I)$$

где $j = 0, 1, 2, \dots, 255$; Z - число измеренных периодов; знак + соответствует неполной компенсации; знак - соответствует перекомпенсации полного тока ионизационных камер.

Дрейф среднего уровня мощности реактора контролируют визуально по самопишущему прибору и добиваются его минимальной величины с помощью тонкого стержня ручного управления.

Точность измерения возмущений реактивности осцилляторным методом выбирается заранее по соотношению $\Delta\rho \sim I/\sqrt{W\Theta Z}$; при $W \approx 100$ Вт; $\Theta = 0,08$ с и $Z = 500$ она составляет величину $\Delta\rho \approx 5 \cdot 10^{-8} \Delta k / k$.

3. Математическая обработка экспериментальной информации

Основу преобразования осцилляций нейтронного потока $n(t)$ во временной ход возмущения реактивности составляет численное решение обратной задачи уравнений реакторной кинетики в приближении точечной модели

$$\left. \begin{aligned} \frac{dn(t)}{dt} &= \frac{\rho(t) - \beta_{эфф}}{\Lambda} n(t) + \sum_i \lambda_i C_i(t) + S(t), \\ \frac{dC_i(t)}{dt} &= \frac{\beta_i - \lambda_i}{\Lambda} n(t) - \lambda_i C_i(t), \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

разрешенных [8] относительно реактивности $\rho(t)$ при $\frac{dC_i(t)}{dt} = 0$ в виде

$$\rho(t)[\Phi] = 100 \left[1 + \frac{1}{n(t)} \left(\frac{1}{\alpha} \frac{dn(t)}{dt} - \sum_i a_i n(0) e^{-\lambda_i t} - \sum_i a_i \lambda_i e^{-\lambda_i t} \int_0^t n(\tau) e^{\lambda_i \tau} d\tau - \frac{1}{\alpha} S(t) \right) \right], \quad (3)$$

где $a_i = \beta_i - \lambda_i$, $\alpha = \beta_{эфф} - \lambda_i$, остальные обозначения - общепринятые [3, 5]. Интенсивность $S(t)$ внешнего источника нейтронов в урановых зонах можно положить равной нулю.

Уравнение (3), после представления интеграла в виде суммы интегралов с нижним и верхним пределами интегрирования $j\theta$ и $(j+1)\theta$ (j - номер канала анализатора) и замены [9] в подынтегральном выражении величины $n(\tau)$ ее линейным приближением $n(\tau) \approx n(j\theta) + \frac{\delta n(j\theta)}{\delta \tau} (\tau - j\theta)$, преобразуется к виду, удобному для расчета на ЭВМ,

$$\rho(t_{(j+1)k})[\Phi] = 100 \left[1 + \frac{1}{n((j+1)\theta)} \left(\frac{1}{\alpha} \frac{dn((j+1)\theta)}{dt} - \sum_i H_{i(j+1)k} \right) \right], \quad (4)$$

где k - номер периода или цикла вычислений ($k = 0, 1, 2, \dots, \infty$);

$t_{jk} = j\theta + \frac{\theta}{2} + 256k\theta$ и, для определенности, $j = 0, 1, 2, \dots, 255$.

Слагаемые $H_{i(j+1)k}$, обусловленные распадом и накоплением предшественников запаздывающих нейтронов, представимы рекуррентным соотношением

$$H_{i(j+1)k} = H_{ijk} e^{-\lambda_i \theta} + m_i n(j\theta) + \ell_i \frac{\delta n(j\theta)}{\delta \tau} \quad (5)$$

с начальными условиями для k -го цикла вычислений

$$H_{i0k} = n(0) a_i e^{-\lambda_i T_k} + (m_i M_i + \ell_i \lambda_i) g_{ik} \quad (6)$$

В выражениях (5) и (6) введены следующие обозначения

$$\left. \begin{aligned} m_i &= (1 - e^{-\lambda_i \theta}) a_i, & \ell_i &= \left[\theta - \frac{1}{\lambda_i} (1 - e^{-\lambda_i \theta}) \right] a_i, \\ M_i &= \sum_{j=0}^{255} n(j\theta) e^{-\lambda_i (255-j)\theta}, & \lambda_i &= \sum_{j=0}^{255} \frac{\delta n(j\theta)}{\delta \tau} e^{-\lambda_i (255-j)\theta} \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

и

$$g_{ik} = (1 - e^{-\lambda_i T_k}) (1 - e^{-\lambda_i T}). \quad (8)$$

Уравнение (3) при увеличении времени t , как и реактор, обладает особенностью "забывать" начальные условия. Ввиду того, что в памяти анализатора отсутствует информация о поведении нейтронного потока с момента разгона реактора до момента достижения стабильного среднего уровня его мощности при осциллировании, для вычислений допустимо использовать произвольные начальные условия, например для $t \leq 0$ $n(t)$ выбирать равным среднему уровню мощности реактора за время измерения ($t > 0$), автоматически соблюдая условие $\frac{dC_i(0)}{dt} = 0$.

В работе [9] рекомендуется повторять циклы рекуррентных вычислений для уменьшения вклада в ход реактивности ложных начальных условий из тех соображений, что практически реактор "за-

бывает" условия стабильного уровня при измерении малых возмущений реактивности через 7-10 мин, что при $T = 20$ с соответствует $k = 20 \div 30$ циклам вычислений.

В настоящей работе циклы повторных вычислений ликвидированы введением коэффициентов из формулы (8) в выражение (6), что в значительной степени экономит расчетное время ЭВМ (при $k = 20$ примерно в 10 раз). Более того, выражение (6) при $k \rightarrow \infty$ упрощается до вида

$$H_{i0} = (m_i M_i + \ell_i \lambda_i) g_i \quad (9)$$

при

$$g_i = 1 / (1 - e^{-\lambda_i T}), \quad (10)$$

что физически соответствует нулевому вкладу ложных начальных условий в вычисленный ход реактивности и асимптотическому балансу распада и накопления предшественников запаздывающих нейтронов при возмущении реактивности с периодом T .

Исходными данными для расчета временного хода реактивности являются следующие величины:

I) α_i - относительные выходы групп запаздывающих нейтронов для всех делящихся изотопов зоны, предварительно рассчитанные в диффузионном P_1 -приближении для конкретного гомогенизированного состава и геометрии активной зоны;

2) λ_i - постоянные спада групп запаздывающих нейтронов для всех делящихся изотопов зоны, взятые из таблиц [5];

3) α - декремент затухания мгновенных нейтронов, предварительно измеренный или вычисленный на основании расчетных величин $\beta_{эфф}$ и времени жизни мгновенных нейтронов Λ для критического состояния реактора;

4) Θ - ширина канала анализатора, с;

5) T - период осциллирования, с;

6) число каналов анализатора, предназначенных для накопления информации об осцилляциях нейтронного потока;

7) Z - число циклов накопления, в одном цикле накопления возможно несколько периодов;

8) U_k - компенсирующее напряжение, В;

9) E - коэффициент калибровки компенсирующего напряжения, имп./В.цикл);

10) N_j - последовательность чисел, характеризующая осцилляции нейтронного потока и накопленная в памяти анализатора;

II) индекс знака переменной составляющей ионизационного тока.

В программе для расчета временного хода реактивности первоначально предусматривают подготовку последовательности чисел $n_j = U_k E Z \pm N_j$ и $n(j\Theta) = n_j / \Theta$, производных

$$\frac{dn(j\Theta)}{dt} = \frac{n_{j+1} - n_{j-1}}{2\Theta^2} \quad \text{и} \quad \frac{\delta n(j\Theta)}{\delta \tau} = \frac{n_{j+1} - n_j}{\Theta^2}$$

групповых коэффициентов m_i , ℓ_i , M_i , λ_i , g_i и начальных условий H_{i0} по формулам (7), (9), (10) и затем переходят к основному блоку вычисления реактивности по соотношениям (5) и (4).

Практический опыт показывает, что в программу необходимо включать блок проверки и исправления исходного массива чисел N_j , так как достаточно одного ошибочного числа в нем, чтобы получить неправильный результат.

Изложенный алгоритм допускает обработку осцилляций нейтронного потока с неодинаковыми полупериодами, а при $k = 0$ - трансформацию изменений нейтронного потока во временной ход реактивности при различного рода изменениях состояния критичности реактора [9].

4. Иллюстрация результатов осцилляторных измерений

В работе приведены результаты двух измерений возмущений реактивности осцилляторным методом. Измерения были проведены на быстрой критической сборке стенда КОБРА, содержащей уран - стальную вставку ϕ 80 см с коэффициентом размножения ее бесконечного состава близким к 1 и сферическую запальную зону, толщиной 5 см из обогащенного урана и графита, окруженных наружным экраном из окиси естественного урана толщиной 40 см.

В первом измерении осциллировали образец из металлического урана 90%-ного обогащения ϕ 45 мм, толщиной 5 мм и весом 151,6 г. Во втором измерении осциллировали два образца, идентичных урановому образцу первого измерения. В обоих измерениях урановые образцы вводились в центр активной зоны с периодом $T = 20,48$ с. Ширина канала анализатора была выбрана с $\theta = 0,08$ с и число каналов в нем для накопления информации N_j за один период осцилляции выбрали равным 256. Для первого измерения: $U_k = 7,3$ В, $E = 748$ имп./В.цикл, $Z = 200$ циклов; для второго измерения: $U_k = 24,1$ В, $E = 748$ имп./В.цикл, $Z = 2000$ циклов. Время перехода осцилляторно-го канала из верхнего положения в нижнее и наоборот составляло 1,5 с.

Результаты измерения осцилляций нейтронного потока представлены графически для одиночного уранового образца на рис.2 и для пары таких же образцов на рис.3; эти результаты получены в режиме перекомпенсации полного тока ионизационных камер, следовательно, при их математической трансформации во временной ход возмущения реактивности необходимо предварительно восстановить фактический вид осцилляций нейтронного потока операцией $n_j = U_k E Z - N_j$.

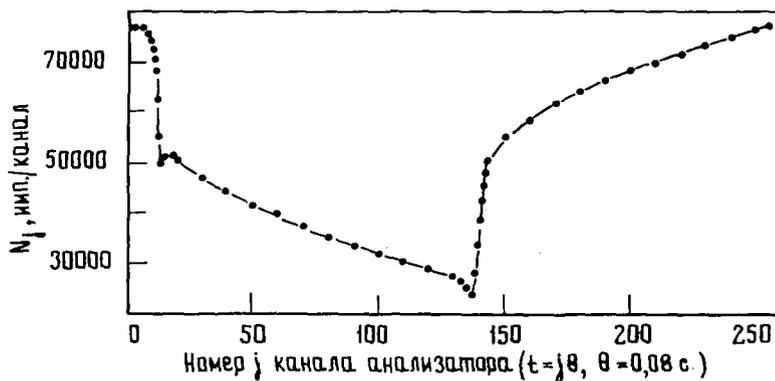


Рис.2. Изменение нейтронного потока во времени при осциллировании образца из урана 90%-ного обогащения весом 151,6 г

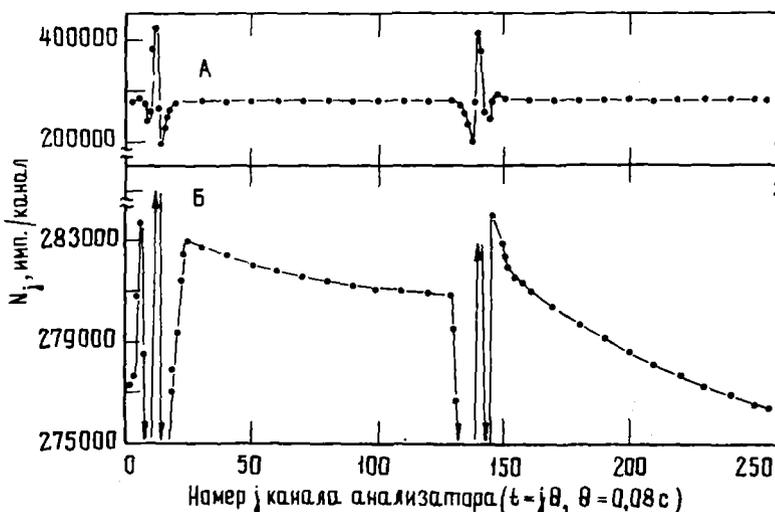


Рис.3. Изменение нейтронного потока во времени при осциллировании парой двух образцов из урана 90%-ного обогащения весом 151,6 г каждый

Рассчитанный временной ход реактивности для первого и второго измерений изображен на рис. 4 и 5 соответственно кривыми при $k = \infty$. При вычислениях использовали расчетные относительные выходы и табличные постоянные спада групп запаздывающих нейтронов для ^{235}U и ^{238}U , представленные в табл. I [9], расчетную величину $\beta_{\text{эфф}} = 0,007037$ и рассчитанное методом Монте-Карло время жизни мгновенных нейтронов $\Lambda = 280$ нс.

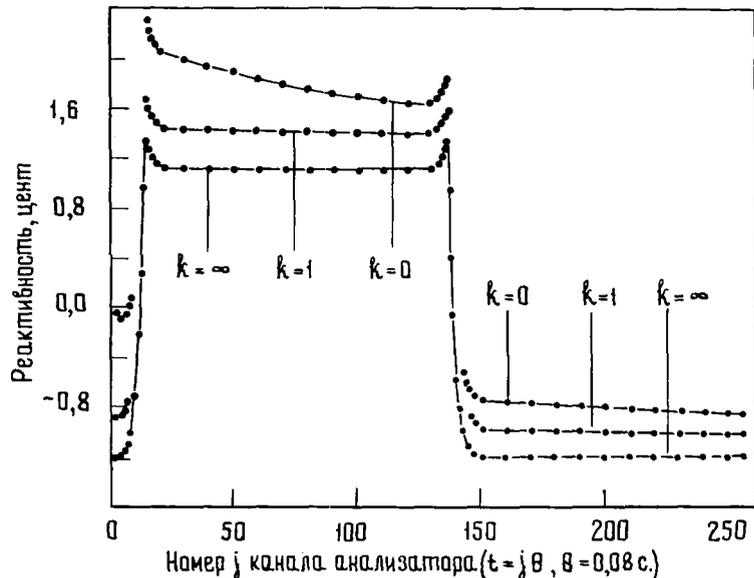


Рис. 4. Изменение реактивности во времени при осцилляции образца из урана 90%-ного обогащения весом 151,6 г при различном числе циклов математической обработки ($0 \equiv k=0$, $1 \equiv k=1$, $\infty \equiv k=\infty$)

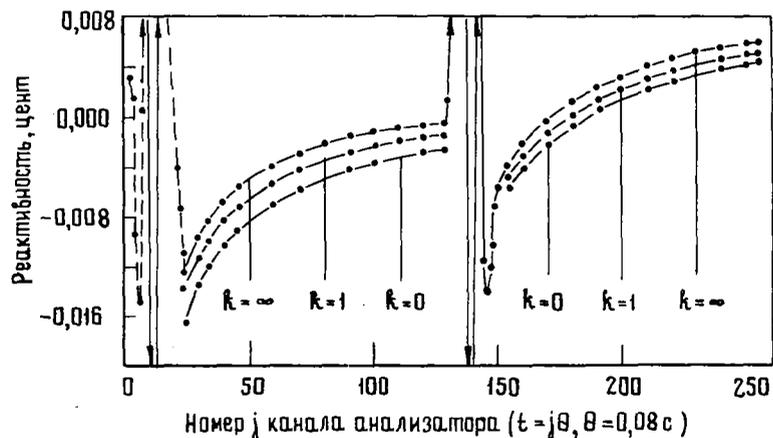


Рис. 5. Изменение реактивности во времени при осцилляции дугом двух образцов из урана 90%-ного обогащения весом 151,6 г каждый при различном числе циклов математической обработки

Из параллельности хода реактивности временной оси в обоих полупериодах при осцилляции одиночного образца (см. рис. 4, $k = \infty$) (участки переходных процессов не учитываются) можно заключить, что при вычислениях использованы кинетические параметры, достаточно хорошо воспроизводящие физическую картину временного хода реактивности. Величина возмущения реактивности, обусловленная вводом в центр зоны уранового образца, равна разности значений реактивности в правом и левом полупериодах на горизонтальных участках и составила в данном случае 2,333 цента.

Пики на рис. 2 и 3 в области переходных процессов, обусловленные прохождением образцов через запальную зону, по крайней мере качественно хорошо обеспечиваются алгоритмом, развитым в работе [9] и усовершенствованным в настоящей работе.

Основное различие первого и второго измерений заключается в том, что во втором измерении возмущения реактивности при осцилляции пары урановых образцов реактивность, обусловленная мгновенными нейтронами, при смене образцов в центре зоны взаимно компенсируется, а условная реактивность от запаздывающих нейтронов образца выделяется в чистом виде. Ее временной ход пропорционален асимптотическому балансу накопления и распада предшественников запаздывающих нейтронов в образце. Сравнение осцилляций нейтронного потока (см. рис. 3) с ходом реактивности (см.

Таблица I

Относительные выходы и постоянные спада групп запаздывающих нейтронов для уранстальной сборки

i	α_i	λ_i	i	α_i	λ_i
	235 _U			238 _U	
0	0,034409	0,0125	6	0,001866	0,0132
1	0,182056	0,0311	7	0,019687	0,0321
2	0,160740	0,1130	8	0,023040	0,1390
3	0,348462	0,3060	9	0,055299	0,3580
4	0,109441	1,2700	10	0,031993	1,4100
5	0,022330	3,4400	11	0,010677	4,0200

рис.5) на плавных участках приводит к удовлетворительному совпадению их формы на этих участках, что и должно быть в соответствии с выражением для условной реактивности внешнего источника нейтронов $S(t)$ [2,3]:

$$\rho_S(t) = \frac{S(t)}{F} \int \chi_s(E) \phi^+(E) dE.$$

Различие в наклонах плавных участков левого и правого полупериодов в основном связано с тем, что при нахождении образцов попеременно вне зоны в них накапливаются с различной скоростью предшественники запаздывающих нейтронов. Одним из возможных объяснений причин такого различия может быть неидентичность условий, в которых находятся образцы после облучения в центре зоны. Например, если нижний образец (левый полупериод, см.рис.3 и 5) в среднем за период находится в большем потоке нейтронов, чем верхний образец (правый полупериод, см.рис.3 и 5), то кривая асимптотического баланса накопления и распада предшественников запаздывающих нейтронов для верхнего образца будет выглядеть существенно круче, чем для нижнего, что, по-видимому, и проявляется в измерении. По этой причине определение условной реактивности запаздывающих нейтронов образца методом взаимной компенсации реактивности [10] должно быть дополнено для каждой критической сборки измерением аксиального распределения чисел процессов деления вплоть до крайних положений топливных образцов вне зоны, а асимптотический ход накопления и распада предшественников запаздывающих нейтронов при осцилляции пары топливных образцов должен быть исправлен на это распределение.

Эксперимент с осцилляциями цугом пары урановых образцов показателен также тем, что решение обратной задачи уравнений реакторной кинетики, как и реактор в целом, чувствительны к незначительным изменениям параметров запаздывающих нейтронов.

5. Выбор начальных условий при измерении возмущений реактивности осцилляционным методом

В силу обратимости решений прямой и обратной задачи реакторных уравнений кинетики в представлении точечной модели можно непосредственным подсчетом экспериментальных данных N_j рассчитать вклад произвольных начальных условий и неустановившегося баланса распада и накопления предшественников запаздывающих нейтронов во временной ход реактивности в относительных единицах, т.е. получить кривую способности реактора "забыть" начальные условия и достичь асимптотического режима осцилляции.

С этой целью был проведен расчет временного хода реактивности двух рассмотренных случаев при различном числе циклов вычислений k от 0 до 100 и каждая кривая на участках в 16 каналов обработана в предположении линейной зависимости $(\alpha x + \beta)$, в которой коэффициент α характеризует наклон кривой, а β - величину реактивности на этих участках в среднем.

Результаты этих расчетов, пронормированные на величину максимального отклонения в наклоне и в величине реактивности от их асимптотических величин и усредненные по всем 16-канальным участкам для периодов целиком, показаны на рис.6. Временной ход реактивности при 0-м и 1-м циклах вычислений приведен на рис.4 и 5 (кривые при $k = 0$ и $k = 1$).

Кривые изменения наклона и отклонения реактивности (см. рис. 6) получены в предположении начальных условий стабильного уровня мощности реактора, равного среднему уровню при осциллировании, и характеризуют способность реактора достичь асимптотический режим осциллирования, т.е. описывают изменение выбранных начальных условий и неустановившийся баланс распада и накопления предшественников запаздывающих нейтронов от начала осциллирования до момента измерения осциллирующей нейтронного потока. Несмотря на то, что для их расчета были взяты кинетические параметры, которые сами недостаточно точно известны [5], эти кривые дают практически полезную информацию о том, сколько необходимо предварительных осцилляций после выхода реактора на стабильный уровень мощности, чтобы достигнуть асимптотического режима осциллирования. Например, чтобы получить временной ход реактивности при осциллировании с периодом 20,48 с при 0,1%-ном вкладе начальных условий стабильного уровня и неустановившегося баланса накопления и распада предшественников запаздывающих нейтронов, необходимо предварительно провести не менее 20 осцилляций образца и затем включить накопление информации об осциллирующем нейтронного потока. Иными словами, решение обратной задачи реакторных кинетических уравнений и действительный ход реактивности практически совпадут только после предварительного осциллирования.

Необходимо отметить, что как кривая изменения наклона α , так и кривая изменения реактивности β для двух существенно различных возмущений реактивности совпадают. Это свидетельствует об относительной независимости достижения асимптотического режима осциллирования от величины и характера возмущений реактивности. Положительным является также то, что наклон кривых хода реактивности устанавливается быстрее, чем сама реактивность.

В условиях достаточно большой емкости памяти временной ход реактивности, особенно при его дрейфе, имеет смысл измерять сразу в условиях стабильного уровня без предварительного осциллирования. В этом случае возмущение реактивности образцом в чистом виде получается при вычитании из общего хода реактивности ее дрейфовой компоненты, аналогично тому, как это делается в работе [2].

6. Выводы

1. Приведенный алгоритм решения обратной задачи реакторных уравнений кинетики достаточно хорошо описывает временной ход реактивности.

2. Для соответствия решения обратной задачи и возмущений реактивности при осциллировании образца с заданной точностью необходимо предварительное осциллирование.

3. Решение обратной задачи реакторных уравнений кинетики чувствительно к изменению параметров запаздывающих нейтронов и может быть использовано для определения их эффективных значений.

Список литературы

1. L i e w e r P. Ein globaler Pileoszillator am Rossendorf Forschungsreaktor. - "Kernenergie", 1963, Bd 6, S. 263.
2. V e n n e t t E.F., L o n g R.L. - "Nucl. Sci. and Engng", 1963, v. 17, p. 429-432.
3. H e n r y A.F. Naval Reactor Physics Handbook. Bd 1. 1964, S. 855-864 (USAEBC).
4. Г о н ч а р о в Р.К. и др. Кольцевой осцилляционный быстрый реактор. - "Изв. АН СССР. Сер. физ.-энерг. наук", 1971, № 1, с.12-21.
5. К и п и н Дж.Р. Физические основы кинетики ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1976.

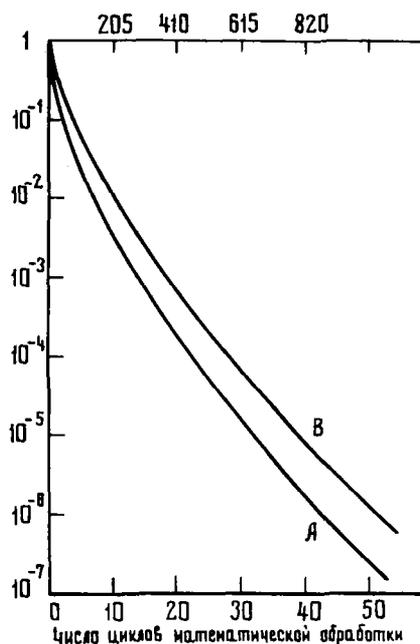


Рис.6. Кривые изменения отклонения а - в наклоне и б - в величине реактивности в зависимости от числа циклов математической обработки и времени предварительного осциллирования

6. C a r p e n t e r, - "Nucl. Sci. and Engng", 1965, v. 21, p. 429.
7. F ä h r m a n n K., H ü t t e l G. Aufbau und Test eines Präzisions - Pile - Oszillators am schnellen Nulleistungsreaktor. - RPP-10/71, 1971.
8. Reactivity Measurements. - IAEA-108, Wien, 1969, S. 52.
9. F ä h r m a n n K. Das Programm Reaktivität zur Berechnung des zeitlichen Reaktivitätsverlaufes. - RPh-9/70, 1970.
10. Ф е р м а н н К., Х е д д е р и х Д., Х ю т т е л ь Г. Определение α -коэффициента делящегося материала эффектом реактивности запаздывающих нейтронов. - Второй симпозиум СЭВ по быстрым реакторам. Обнинск, 1973.

УДК 539.173.8

ВЫХОДЫ И ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОДУКТОВ ТРОЙНОГО ДЕЛЕНИЯ
ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

А.А. Л б о в

SOME YIELDS AND CHARACTERISTICS OF TERNARY HEAVY NUCLEI FISSION PRODUCTS. Experimental data on the yields and some other characteristics of the ternary heavy nuclei fission products ($Z \geq 90$) induced by neutrons at photofission and spontaneous fission are generalized and systematized in this paper. The work is designed for the scientific workers engaged in the area of nuclear physics and nucleonics.

Наиболее вероятным является деление на два осколка (бинарное деление). С существенно меньшей вероятностью наблюдается деление на три осколка. Этот процесс получил название тройного деления. Последнее, в свою очередь, может быть подразделено на два типа делений:

1) с испусканием легких заряженных частиц и двух осколков с массой около 100. К легким заряженным частицам относятся длиннопробежные α -частицы (${}^4\text{He}$), а также ядра ${}^1\text{H}$, ${}^2\text{H}$, ${}^3\text{He}$, ${}^6\text{He}$, ${}^8\text{He}$, ${}^7\text{Li}$ и др.;

2) с образованием трех осколков с приблизительно одинаковыми или соизмеримыми массами (истинное тройное деление).

Механизм этих процессов совершенно различный.

Тройное деление в целом к настоящему времени изучено хуже, чем бинарное. Это объясняется довольно низкими выходами продуктов тройного деления. Более полно изучено тройное деление с образованием легких заряженных частиц (и особенно при спонтанном делении ${}^{252}\text{Cf}$ и делении ${}^{235}\text{U}$ тепловыми нейтронами). Наибольшее количество экспериментальных данных относится к случаям деления тяжелых ядер с испусканием длиннопробежных α -частиц. Следует отметить, что вероятность тройного деления с испусканием легких заряженных частиц практически определяется частотой деления с испусканием длиннопробежных α -частиц. Это связано с тем, что сумма выходов всех легких частиц по отношению к выходу ядер ${}^4\text{He}$ составляет всего лишь $\sim 5-15\%$. Наибольшим выходом ($\sim 5-10\%$ выхода ${}^4\text{He}$) обладает ${}^3\text{H}$.

Истинное тройное деление изучено значительно хуже. Немногочисленные экспериментальные данные в ряде случаев недостоверны. Все это является следствием того, что вероятность истинного тройного деления еще на несколько порядков меньше, чем вероятность тройного деления с испусканием легких заряженных частиц.

В промежуточных областях иногда бывает трудно установить, связан ли выход того или иного изотопа с первым или вторым типом тройного деления.

В настоящей статье обобщены экспериментальные данные по тройному делению [1-121, 144-155]. Эти данные приведены в табл. I-4.

Таблица I

Выходы и характеристики продуктов тройного деления тяжелых ядер

Вид деления ядра	Делящееся ядро	Продукты тройного деления		Выходы продуктов тройного деления		Энергетические характеристики продуктов тройного деления, ээВ		
		Ядро, изотоп	Период, полу-распада	Число фрагментов по отношению к полному числу делений (бинарных)	Выход на 100 α-частиц	Наиболее вероятная энергия (энергия в максимуме)	Ширина рас-пределения на полу-высоте	Энергетический интервал распределения
Спонтанное	²³⁸ Pu	⁴ He	Стаб.	(2,54±0,58)10 ⁻³ [50] (2,82±0,64)10 ⁻³ [50]		17,3±0,4 [50]	5,5±1,0 [50]	
Спонтанное	²⁴⁰ Pu	⁴ He	Стаб.	(3,30±0,41)10 ⁻³ [52] (2,45±0,38)10 ⁻³ [50] (2,71±0,44)10 ⁻³ [50] (3,72±0,39)10 ⁻³ [9,52]		17,0±0,5 [50]	7,5±1,0 [50]	
			Стаб.	(3,19±0,21)10 ⁻³ [1,15,52] (2,50±0,38)10 ⁻³ [52]				
Спонтанное	²⁴² Pu	⁴ He	Стаб.	(2,75±0,22)10 ⁻³ [1,15,52]				
Спонтанное	²⁴² Cm	⁴ He	Стаб.	(1,02±0,22)10 ⁻³ [3,15] (3,90±0,26)10 ⁻³ [1,15] (2,94±0,35)10 ⁻³ [22] 3,33·10 ⁻³ [155]				
Спонтанное	²⁴⁴ Cm	¹ H	Стаб.		3,0±0,5 [74]	8±1 [74]	3±1 [74]	
		³ H	12,26 года		5,4±0,5 [74]	8±1 [74]	4±1 [74]	
		⁴ He	Стаб.	(3,19±0,21)10 ⁻³ [1,15] 3,67·10 ⁻³ [3,15] (3,15±0,25)10 ⁻³ [33]	100 [74]	15,8±1,1 [33] 15,5±1 [20] 16±1 [74]	12±1 [20] 6±1 [74]	
Спонтанное	²⁵² Cf	n	12,0 мин	≤0,3 [56,57]				
		¹ H	Стаб.	(5,1±0,5)10 ⁻⁵ [56] >1,6·10 ⁻⁴ [56] (4,6±0,5)10 ⁻⁵ [63]	1,10±0,15 [64] 2,2±0,5 [55,64] 1,75±0,30 [64,69]	9±2 [56] 7,8±0,8 [64] 8,5±1,0 [55,64] 8,5 [100]	6±2 [56] 6,8±1,6 [64]	
		² H	Стаб.	(2,0±0,1)10 ⁻⁵ [56] (1,5±0,2)10 ⁻⁵ [68]	0,63±0,03 [64] <0,5 [55,64] 0,68±0,03 [64,69]	7±2 [56] 8,0±0,5 [64] 8 [100]	7±1 [56] 7,2±1,0 [64]	

Вид деления	Делящееся ядро	Продукты тройного деления		Выходы продуктов тройного деления		Энергетические характеристики продуктов тройного деления, МэВ		
		Ядро, изотоп	Период полураспада	Число фрагментов по отношению к полному числу делений (бинарных)	Выход на 100 α-частиц	Наиболее вероятная энергия (энергия в максимуме)	Ширина расщепления на высоте	Энергетический интервал распределения
Спонтанное	^{252}Cf	^3H	12,26 года	$(1,90 \pm 0,06)10^{-4} [56]$	$6,42 \pm 0,20 [64]$	$8 \pm 1 [56]$	$6 \pm 1 [56]$	
				$(1,98 \pm 0,1)10^{-4} [63]$	$6,7 \pm 1,1 [10,64]$	$8,0 \pm 0,3 [64]$	$6,2 \pm 0,6 [64]$	
				$(2,2 \pm 0,5)10^{-4} [10]$	$6,0 \pm 0,5 [55,64]$	$8,0 [10,64]$	$7,0 [10,64]$	
				$(2,21 \pm 0,05)10^{-4} [19]$	$6,7 \pm 0,2 [19,64]$	$8,5 \pm 1,0 [55,64]$		
				$(2,13 \pm 0,18)10^{-4} [55,94]$	$6,5 [52]$ $\sim 7,5 [61]$ $8,46 \pm 0,28 [64,69]$	$8,6 \pm 0,3 [82]$ $8,5 [100]$		
		^3He	Стаб.	$\leq 2,9 \cdot 10^{-5} [56]$	$\leq 0,075 [64]$ $< 0,5 [55,64]$	$17 \pm 1 [56]$	$9,5 \pm 0,5 [56]$	
		^4He	Стаб.	$(3,27 \pm 0,10)10^{-3} [56]$ $3,35 \cdot 10^{-3} [64]$ $(3,03 \pm 0,1)10^{-3} [63]$ $(3,35 \pm 0,21)10^{-3} [1,15,52]$ $(3,77 \pm 0,24)10^{-3} [3,52]$ $(2,52 \pm 0,27)10^{-3} [52,58]$ $(3,24 \pm 0,21)10^{-3} [10,52]$ $(3,47 \pm 0,20)10^{-3} [52]$ $(3,57 \pm 0,32)10^{-3} [8,52]$ $(3,58 \pm 0,32)10^{-3} [8,15]$ $(2,4 \pm 0,58)10^{-3} [15,58]$ $(2,90 \pm 0,17)10^{-3} [10,15]$ $3,21 \cdot 10^{-3} [3,15]$ $10 \cdot 10^{-3} [45,46]$	$100 [64,46,52,69]$	$16 \pm 0,5 [56]$ $16,0 \pm 0,2 [64]$ $16,0 [46,100]$ $16,0 [10,64]$ $17,0 \pm 1,0 [1,64]$ $\sim 19,0 [58,64]$ $\sim 15,0 [64,65]$ $\sim 16,0 [64,66]$ $15,7 \pm 0,3 [82]$ $15,5 \pm 1,6 [145]$	$11,5 \pm 0,5 [56]$ $10,3 \pm 0,3 [64]$ $\sim 11 [46,64]$ $15 [10,64]$ $\sim 11 [1,64]$ $\sim 10 [58,64]$ $\sim 13 [64,65]$ $\sim 10 [64,66]$ $10,6 \pm 1,6 [145]$	
		^5He	$< 10^{-8} \text{с}$ $(2 \cdot 10^{-2} \text{с})$					
		^6He	0,799 с	$(7,8 \pm 1,6)10^{-5} [56]$ $(2,9 \pm 0,2)10^{-5} [63]$ $\sim 6 \cdot 10^{-5} [46]$	$1,95 \pm 0,15 [64]$ $1,45 \pm 0,13 [46,64]$ $2,63 \pm 0,18 [2,46,61,64,69]$ $> 1,02 \pm 0,10 [46]$	$13 \pm 1 [56]$ $12,0 \pm 0,5 [64]$ $12 [100]$	$8 \pm 1 [56]$ $8,0 \pm 1,0 [64]$	
		^8He	0,122 с	$(5,9 \pm 1,6)10^{-6} [56]$ $(1,9 \pm 0,3)10^{-6} [63]$	$0,062 \pm 0,008 [64]$ $0,090 \pm 0,012 [64,69]$	$\leq 13 [56]$ $10,2 \pm 1,0 [64]$ $10 [100]$	$8 \pm 4 [56]$ $8,0 \pm 2,0 [64]$	

Вид деления	Делящееся ядро	Продукты тройного деления		Выходы продуктов тройного деления		Энергетические характеристики продуктов тройного деления, МэВ		
		Ядро, изотоп	Период полураспада	Число фрагментов по отношению к полному числу делений (бинарных)	Выход на 100 α -частиц	Наиболее вероятная энергия (энергия в максимуме)	Ширина распределения на высоте	Энергетический интервал распределения
Спонтанное	^{252}Cf	^{10}He		$(3 \pm 3)10^{-7}$ [56]				
		Li	Сумма изотопов	$(3,9 \pm 2,0)10^{-6}$ [56] $(3,7 \pm 0,2)10^{-6}$ [63]	$0,126 \pm 0,015$ [64] $0,132 \pm 0,010$ [64]	$20,0 \pm 1,0$ [64]	$6,6 \pm 2,0$ [64]	
		^6Li	Стаб.		$0,0011 \pm 0,0005$ [64]			
		^7Li	Стаб.	$(3,9 \pm 2,0)10^{-6}$ [56]	$0,0081 \pm 0,0012$ [64]			
		^8Li	0,89с	$< 1 \cdot 10^{-5}$ [56, 58]	$0,0015 \pm 0,0006$ [64]			
		^9Li	0,168с		$0,0009 \pm 0,0004$ [64]			
		Be	Сумма изотопов	$> 3 \cdot 10^{-7}$ [56] $(4,8 \pm 0,2)10^{-6}$ [63] $(9,1 \pm 0,3)10^{-6}$ [63]	$0,156 \pm 0,016$ [64] $0,201 \pm 0,020$ [64, 76]	~ 26 [64]	11 [64]	
		^8Be	$< 1,4 \cdot 10^{-16}$ с	$< 1 \cdot 10^{-5}$ [56, 58]				
		^9Be	Стаб.		$\sim 0,0002$ [64]			
		^{10}Be	$2,5 \cdot 10^6$ лет	$> 3 \cdot 10^{-7}$ [56]	$\sim 0,0004$ [64]			
		B, C, N, (O)	Сумма изотопов	$\sim 18 \cdot 10^{-6}$ [93]				
		B	Сумма изотопов	$(0,9 \pm 0,4)10^{-7}$ [63] $(0,7 \pm 0,2)10^{-6}$ [63]				
		C	Сумма изотопов	$(1,3 \pm 0,4)10^{-7}$ [63] $(1,4 \pm 0,2)10^{-6}$ [63]				
		$(\text{O}, \text{F}, \text{Ne}, \text{Na}, \text{Mg}, (\text{Al}))$	Сумма изотопов	$\geq 3 \cdot 10^{-6}$ [93]				
		^{28}Mg $A = 32$	21,3ч -	$\leq 7,1 \cdot 10^{-8}$ [154] 10^{-7} [93]				
		^{43}K	22,0ч	$\leq 1,1 \cdot 10^{-6}$ [154]				
		^{66}Ni	55 ч	$\leq 6,8 \cdot 10^{-7}$ [154]				
^{72}Zn	46,5ч	$\leq 6,2 \cdot 10^{-7}$ [154]						
^{172}Tl	63,8ч	$4,4 \cdot 10^{-6}$ [154]						

Вид деления	Делящееся ядро	Продукты тройного деления		Выходы продуктов тройного деления		Энергетические характеристики продуктов тройного деления, МэВ		
		Ядро, изотоп	Период распада	Число фрагментов по отношению к полному числу делений (бинарных)	Выход на 100 α-частиц	Наиболее вероятная энергия (энергия в максимуме)	Ширина распределения на полувысоте	Энергетический интервал распределения
Спонтанное	^{252}Cf	^{174}Tl	5,2 мин	$\leq 4,0 \cdot 10^{-6}$ [154]				
		^{175}Yb	98,4 ч	$\leq 2,3 \cdot 10^{-6}$ [154]				
		^{177}Lu	6,74 дня	$\leq 9,6 \cdot 10^{-8}$ [154]				
		Три осколка		$3 \cdot 10^{-5}$ - $6 \cdot 10^{-4}$ [58,78] $< 10^{-4}$ [78,81] $> 2,2 \cdot 10^{-6}$ [78,80] $\sim 3 \cdot 10^{-5}$ [81] 10^{-6} [109]				
		Четыре осколка		$2 \cdot 10^{-4}$ [8]				
Тепловыми нейтронами	^{233}U	^2H	Стаб.		$0,24 \pm 0,05$ [153] $0,340 \pm 0,017$ [71] $0,41 \pm 0,02$ [71]	$8,4 \pm 0,2$ [71]	$6,3 \pm 0,3$ [71]	
Тепловыми нейтронами	^{233}U	^3H	12,26 года	$(2,42 \pm 0,15) 10^{-3}$ [95]	$3,60 \pm 0,16$ [71]	$8,4 \pm 0,2$ [71]	$6,5 \pm 0,3$ [71]	
				$(2,25 \pm 0,07) 10^{-3}$ [95]	$4,60 \pm 0,20$ [71]	$7,04$ [153]		
				$(2,46 \pm 0,18) 10^{-3}$ [4,95]	$3,5 \pm 0,2$ [153]			
		^3He	Стаб.		$1,9 \pm 0,1$ [153] $< 1 \cdot 10^{-3}$ [71]	$14,3$ [153]		
		^4He	Стаб.	$(2,43 \pm 0,10) 10^{-3}$ [52]	100 [71, 153]	~ 15 [34]	$9,7 \pm 0,2$ [71]	
				$(2,42 \pm 0,15) 10^{-3}$ [1, 15,52]		$16,3 \pm 0,1$ [71]		
$(2,47 \pm 0,19) 10^{-3}$ [4, 15,52]				$15,65$ [153]				
$(2,33 \pm 0,22) 10^{-3}$ [31, 52] $(2,47 \pm 0,24) 10^{-3}$ [16, 52] $(2,25 \pm 0,07) 10^{-3}$ [34] $(2,45 \pm 0,09) 10^{-3}$ [77]								
^6He	0,799с		$0,62 \pm 0,04$ [153] $1,43 \pm 0,08$ [71] $1,37 \pm 0,07$ [71]	$11,5 \pm 0,2$ [71] $14,05$ [153]	$9,5 \pm 0,3$ [71]			
		^8He	0,122с		$(3,3 \pm 0,4) 10^{-2}$ [71] $(2,3 \pm 0,8) 10^{-2}$ [153] $(3,6 \pm 0,4) 10^{-2}$ [71]	$9,7 \pm 0,3$ [71]	$6,9 \pm 0,5$ [71]	

Вид деления	Делящееся ядро	Продукты тройного деления		Выходы продуктов тройного деления		Энергетические характеристики продуктов тройного деления, МэВ			
		Ядро, изотоп	Период полураспада	Число фрагментов по отношению к полному числу делений (бинарных)	Выход на 100 α-частиц	Наиболее вероятная энергия (энергия в максимуме)	Ширина распределения на высоте	Энергетический интервал распределения	
Тепловыми нейтронами	²³³ U	¹¹ Li	Сумма изотопов		$(2,9 \pm 0,9) 10^{-2}$ [153]				
		⁶ Li	Стаб.		$\leq 5 \cdot 10^{-4}$ [71]				
		⁷ Li	Стаб.		$(2,7 \pm 0,2) 10^{-2}$ $(3,7 \pm 0,2) 10^{-2}$ [71]	$15,8 \pm 0,8$ [71]	$12,1 \pm 0,4$ [71]		
		⁸ Li	0,89с		$(1,8 \pm 0,2) 10^{-2}$ $(1,8 \pm 0,2) 10^{-2}$ [71]	$14,4 \pm 0,5$ [71]	$10,6 \pm 0,8$ [71]		
		⁹ Li	0,168с		$(1,6 \pm 0,3) 10^{-2}$ $(3,6 \pm 0,5) 10^{-2}$ [71]	$12,0 \pm 1,0$ [71]	$11,0 \pm 1,5$ [71]		
		Be	Сумма протонов		$(4 \pm 4) 10^{-3}$ [153]				
		⁷ Be	53 дня		$\leq 1 \cdot 10^{-4}$ [71]				
		⁹ Be	Стаб.		$(1,9 \pm 0,3) 10^{-2}$ $(3,7 \pm 0,8) 10^{-2}$ [71]				
		¹⁰ Be	$2,5 \cdot 10^6$ лет		$0,360 \pm 0,025$ $0,43 \pm 0,03$ [71]	$17,0 \pm 0,4$ [71]	$15,7 \pm 0,9$ [71]		
		¹¹ Be	13,57с		$\leq 3 \cdot 10^{-3}$ [71]				
		Три осколка		$\sim 10^{-6}$ [109]					
		²³⁵ U	ⁿ³		Не обнаружен [23]				
			ⁿ⁴		"				
¹ H	Стаб.		$4 \cdot 10^{-5}$ [60,61]	$1,15 \pm 0,15$ 2 $0,96 \pm 0,02$ [69,70] [148]	$8,6 \pm 0,3$ [69,70]	$6,9 \pm 0,5$ [69,70]			
² H	Стаб.		$1,2 \cdot 10^{-5}$ [60,61]	$0,6$ [61] $0,5 \pm 0,1$ [69,70] $0,44 \pm 0,04$ [91]	$7,9 \pm 0,3$ [69,70] $8,5 \pm 0,3$ [91]	7 ± 1 [69,70] $6,8 \pm 0,4$ [91]			
³ H	12,26 года		$(2,4 \pm 0,7) 10^{-5}$ [53] $(0,5-1) 10^{-4}$ [54,94] $1,1 \cdot 10^{-4}$ [60,61] $(0,95 \pm 0,08) 10^{-4}$ [41]	$5,5$ [61] ~ 5 [41,61] $1,3$ [53,61] $4,5$ [52]	$7,7$ [53] $8,6 \pm 0,3$ [69,70] $8,1 \pm 0,2$ [91]	$6,7 \pm 0,6$ [69,70] $6,2 \pm 0,2$ [91]			

Вид деления	Делящееся ядро	Продукты тройного деления		Выходы продуктов тройного деления		Энергетические характеристики продуктов тройного деления, МэВ		
		Ядро, изотоп	Период полураспада	Число фрагментов по отношению к полному числу делений (бинарных)	Выход на 100 α-частиц	Наиболее вероятная энергия (энергия в максимуме)	Ширина распределения на полувывсоте	Энергетический интервал распределения
Тепловыми нейтронами	²³⁵ U	³ H	12,26 года	(0,80±0,10)10 ⁻⁴ /30/ (0,99±0,08)10 ⁻⁴ /45/ (2,4±0,8)10 ⁻⁵ /50, 94/	6,2±0,5/69, 70/ 8,0±0,05/148/ 6,3±0,2/91/			
		⁵ H		≤2·10 ⁻⁵ /53/ ≤7·10 ⁻⁶ /53/		9,4 /53/		
		³ H	Стаб.	<6·10 ⁻⁵ /53/	≤5·10 ⁻⁸ /91/	17,1 /53/		
		⁴ H*	Стаб.	(2,02±0,17)10 ⁻³ /52/ (1,9±0,2)10 ⁻³ /53/ 2·10 ⁻³ /60,95/ 2,1·10 ⁻³ /60/ (1,98±0,05)10 ⁻³ /43,52/ (1,96±0,06)10 ⁻³ /43,52/ (2,04±0,09)10 ⁻³ /43, 52/ (2,23±0,15)10 ⁻³ /1, 15,52/ (4,55±0,73)10 ⁻³ /24,28,52/ (1,98±0,20)10 ⁻³ /4,15,24,52/ (1,69±0,19)10 ⁻³ /52,62/ (2,49±0,31)10 ⁻³ /6,52/ (4,35±0,50)10 ⁻³ /7,52/ (2,95±0,35)10 ⁻³ /12, 24,25,52/ (3,00±1,00)10 ⁻³ /13,52/ (2,37±0,28)10 ⁻³ /6, 15,24/ 4,85·10 ⁻³ /7,15,24/ 1·10 ⁻³ /38/ 3,24·10 ⁻³ /11,24/ 4,00·10 ⁻³ /24,26/ (3,03±1,01)10 ⁻³ /24,27/ (1,45±0,5)10 ⁻³ /45/ (1,30±0,01)10 ⁻³ /77/ (0,61±0,03)10 ⁻³ /47,77/ (1,54±0,03)10 ⁻³ /62,77/	100 /52,61, 69,70,76, 91,148/	15,5±0,5 /750/ 19,3/53/ 15 /24/ ~16 /43/ 15,7±0,3 /69,70/ 16, /82,99/ 15,7±0,2 /91/ 16 /11/ 14,9±0,7 /145/ 16,2±0,5 /149/ 15,60/151/	10,0±1,0 /750/ 9,8±0,4 /69, 70/ 10±1 /82/ 9,6±0,3 /91/ 12,1±1,3 /145/ 12±1 /149/ 9,56 /151/	

*Частота образования в процессе деления ²³⁵U тепловыми нейтронами одновременно двух α-частиц составляет ~ 10⁻⁴ /147/.

Вид деления	Делящееся ядро	Продукты тройного деления		Выходы продуктов тройного деления		Энергетические характеристики продуктов тройного деления, МэВ			
		Ядро, изотоп	Период полураспада	Число фрагментов по отношению к полному числу делений (бинарных)	Выход на 100 α-частиц	Наиболее вероятная энергия (энергия в максимуме)	Ширина распределения на полувысоте	Энергетический интервал распределения	
Тепловыми нейтронами	235U	⁴ H*	Стаб.	(3,04±0,61)10 ⁻³ [39] (1,60±0,64)10 ⁻³ [40]					
		⁶ He	0,799с	1,6·10 ⁻⁵ [60,61] <1,5·10 ⁻⁵ [45]	0,8 [61] 1,1±0,2 [69,70] 1,4±0,1[91]	25,3 [53] 12,9±0,5 [69,70] 11,8±0,3 [91]	8,7±0,7[69,70] 9,0±0,4[91]		
		⁸ He	0,122с	1,8·10 ⁻⁷ [60,61]	9·10 ⁻³ [61] >9·10 ⁻³ [69,70] 3,3·10 ⁻² [91]				
		Li	Сумма изотопов	(1,33±0,08)10 ⁻⁶ [60] 3·10 ⁻⁷ [60,61] 1,9·10 ⁻⁶ [60]	14·10 ⁻³ [61] 0,088±0,002 [76] 0,12±0,02[76] 0,0905 [68,76]				
		⁶ Li	Стаб.		≤5·10 ⁻⁴ [91]				
		⁷ Li	Стаб.		3,6·10 ⁻² [91]				
		⁸ Li	0,89 с		1,4·10 ⁻² [91]				
		⁹ Li	0,168с		1,15·10 ⁻² [91]				
		Be	Сумма изотопов	(4,13±0,22)10 ⁻⁶ [60] 9·10 ⁻⁸ [60,61] 6,8·10 ⁻⁶ [60]	4,2·10 ⁻³ [61] 0,185±0,002 [76] 0,37±0,04[76] 0,324 [68,76]				
		⁷ Be	53 дня	<3·10 ⁻⁹ [17]	≤10 ⁻⁵ [91]				
		⁸ Be	1,4х 10 ⁻¹⁶ с	(5±2)10 ⁻⁸ [60] 10 ⁻⁷ [60] ~1,7·10 ⁻⁶ [85]					
		⁹ Be	Стаб.		2,0·10 ⁻² [91]				
		¹⁰ Be	2,5·10 ⁶ лет	<4·10 ⁻⁶ [59]	0,30 [91]				
		B	Сумма изотопов	(5,1±0,7)10 ⁻⁸ [60] (1,0±0,2)10 ⁻⁷ [68] 2·10 ⁻⁷ [68] 10 ⁻⁷ [60]	<2·10 ⁻⁴ [61]				
		C	Сумма изотопов	(1,9±0,1)10 ⁻⁶ [60] 1,0·10 ⁻⁵ [60]	<2·10 ⁻⁴ [61]				
		N	Сумма изотопов	(8,9±2,0)10 ⁻⁸ [60] 5·10 ⁻⁷ [60]					

Вид деления	Делящееся ядро	Продукты тройного деления		Выходы продуктов тройного деления		Энергетические характеристики продуктов тройного деления, МэВ		
		Ядро, изотоп	Период полураспада	Число фрагментов по отношению к полному числу делений (бинарных)	Выход на 100 α -частиц	Наиболее вероятная энергия (энергия в максимуме)	Ширина распределения на полувысоте	Энергетический интервал распределения
Тепловыми нейтронами	^{235}U	0	Сумма изотопов	$(6,1 \pm 1,2)10^{-7}$ [60] 10^{-5} [60]				
		F	Сумма изотопов	$(2,1 \pm 0,7)10^{-8}$ [60] $\sim 5 \cdot 10^{-6}$ [60]				
		^{28}Mg	21,3ч	$< 4,2 \cdot 10^{-11}$ [17]				
		^{37}Ar	35,1 дня	$(8 \pm 2)10^{-10}$ [82] $\leq 1 \cdot 10^{-9}$ [86,87]				
		^{39}Ar	265 лет	$(3,10 \pm 0,02)10^{-9}$ [82] $\leq 4 \cdot 10^{-9}$ [86,87]				
		^{41}Ar	1,827ч	$(2,8 \pm 0,2)10^{-11}$ [82] $\leq 3 \cdot 10^{-11}$ [86,87]				
		^{42}Ar	32,9 года	$(1,1 \pm 1,7)10^{-13}$ [82] $\leq 3 \cdot 10^{-13}$ [86,87]				
		^{56}Co	77,2 дня	$(4 \pm 4)10^{-10}$ [82] $\leq 8 \cdot 10^{-10}$ [86,87]				
		^{66}Ni	55 ч	$(2,0 \pm 1,0)10^{-10}$ [17] $(2,0 \pm 0,4)10^{-10}$ [35] $\leq 2 \cdot 10^{-8}$ [87]				
		^{66}Cu	5,3 мин	$(2,0 \pm 0,4)10^{-10}$ [35]				
		^{67}Cu	50,54ч	$< 10^{-9}$ [86] $\leq 5,8 \cdot 10^{-10}$ [87]				
			Три оскол-ка		$> 1,2 \cdot 10^{-6}$ [80] $(7 \pm 3)10^{-6}$ [78,79] $6 \cdot 10^{-6}$ [86,87] $(1,3 \pm 1,4)10^{-6}$ [73] $\sim 10^{-6}$ [109] $6,7 \cdot 10^{-6}$ [86,87] $2,5 \cdot 10^{-4}$ [37,86,87] $\sim 10^{-3}$ [82,83] $1,7 \cdot 10^{-4}$ [86,87] $< 4 \cdot 10^{-5}$ [86,87] $< 4 \cdot 10^{-6}$ [86,87] $< 5 \cdot 10^{-5}$ [86,87] $2 \cdot 10^{-4}$ [86,87] $< 6,7 \cdot 10^{-4}$ [86,87] $5,7 \cdot 10^{-6}$ [86,87]			

Вид деления	Десятичное ядро	Продукты тройного деления		Выходы продуктов тройного деления		Энергетические характеристики продуктов тройного деления, МэВ			
		Ядро, изотоп	Период полураспада	Число фрагментов по отношению к полному числу делений (бинарных)	Выход на 100 α-частиц	Наиболее вероятная энергия (энергия в максимуме)	Ширина распределения на полувысоте	Энергетический интервал распределения	
Тепловыми нейтронами	²³⁹ Pu	¹ H	Стаб.		1,9±0,1 [69]	8,40±0,15 [69]	7,2±0,3 [69]		
		² H	Стаб.		0,5±0,1 [69] >0,3 [90]	8,2±0,3 [69] 4-7 [90]	7,2±0,3 [69]		
		³ H	12,26 года			6,8±0,3 [69] 5,5±0,5 [90]	8,20±0,15 [69] 8,2±0,7 [90]	7,6±0,4 [69]	
		³ He	Стаб.	>7·10 ⁻⁶ [67,68]	0,9 [90]	16±1 [90]			
		⁴ H	Стаб.	(2,33±0,11)10 ⁻³ [52] (2,44±0,16)10 ⁻³ [1,15,52] (2,25±0,18)10 ⁻³ [4,15,52,95] (2,38±0,23)10 ⁻³ [16,52] (2,10±0,21)10 ⁻³ [31,52] 2,4·10 ⁻³ [67,68] 2,27·10 ⁻³ [67] (2,43±0,14)10 ⁻³ [95]	100 [69,90,144]	17,1±0,6 [50] 16,0±0,1 [69] 16±1 [90] 16,05±0,65 [144] 16,0±1,2 [145]	7,5±1,0 [50] 10,6±0,2 [69] 9 [90] 9,6±0,7 [145]		
		⁶ He	0,799с	7·10 ⁻⁶ [67,68] 7·10 ⁻⁵ [67,68] (4,2±0,5)10 ⁻⁵ [67] 6·10 ⁻⁵ [67]	1,9±0,2 [69] 1,7±0,2 [90] ≥0,3 [144]	11,8±0,4 [69] 12±1 [90]	10,6±0,6 [69]		
		³ He	0,122с		0,08±0,02 [69]	<12 [69]	>9 [69]		
		Li	Сумма изотопов	(1,76±0,05)10 ⁻⁶ [67] 1,6·10 ⁻⁶ [67]					<35 [67]
		Be	Сумма изотопов	(4,4±0,1)10 ⁻⁶ [67] 1,4·10 ⁻⁵ [67]					<35 [67]
		B	Сумма изотопов	(1,25±0,09)10 ⁻⁷ [67] 8·10 ⁻⁷ [67]					<40 [67]
		C	Сумма изотопов	(6,4±0,2)10 ⁻⁷ [67] 1,2·10 ⁻⁵ [67]					<50 [67]
Три осколка			(4±1)10 ⁻⁶ [113] ~10 ⁻⁶ [109]						
Тепловыми нейтронами	²⁴¹ Pu	⁴ He	Стаб.	(2,28±0,15)10 ⁻³ [1,15,52,95] (2,70±0,26)10 ⁻³ [52,95]					

Вид деления	делящееся ядро	Продукты тройного деления		Выходы продуктов тройного деления		Энергетические характеристики продуктов тройного деления, МэВ		
		Ядро, изотоп	Период полураспада	Число фрагментов по отношению к полному числу делений (бинарных)	Выход на 100 α-частиц	Наиболее вероятная энергия (энергия в максимуме)	Ширина распределения на подвысоте	Энергетический интервал распределения
Тепловыми нейтронами	^{241}Pu	H^4	Стаб.	$(2,57 \pm 0,17) 10^{-3}$ [31]				
		Три осколка		$(3 \pm 1) 10^{-6}$ [113] $\sim 10^{-6}$ [109]				
Тепловыми нейтронами	^{241}Am	^4He	Стаб.			$15,8 \pm 1,2$ [145]	$11,2 \pm 0,9$ [145]	
Нейтронными с энергией 2,5-2,9 МэВ	^{232}Th	^4He	Стаб.	$(0,84 \pm 0,03) 10^{-3}$ [77]				
		^8Be		$\sim 8 \cdot 10^{-5}$ [84,85]		$19,6 \pm 0,5$ [82]		
		Три фрагмента		$3 \cdot 10^{-3}$ [82,84]				
Нейтронными с энергией 14 МэВ	^{232}Th	^4He	Стаб.	$(0,96 \pm 0,09) 10^{-3}$ [77]				
		Три осколка		$\sim 3 \cdot 10^{-4}$ [146]				
Медленными нейтронами	^{233}U	^1H	Стаб.		$3,3 \pm 0,5$ [74]			
		^3H	12,26 года		8 ± 1 [74]	8 ± 1 [74]	5 ± 1 [74]	
		^4He	Стаб.		100 [74]	15 ± 1 [74]	5 ± 1 [74]	
Нейтронными с энергией 0,38 МэВ	^{233}U	^4He	Стаб.	$(2,99 \pm 0,32) 10^{-3}$ [29,52]				
Нейтронными с энергией 0,69 МэВ	^{233}U	^4He	Стаб.	$(2,26 \pm 0,26) 10^{-3}$ [29,52]				
Нейтронными с энергией 1,17 МэВ	^{233}U	^4He	Стаб.	$(2,16 \pm 0,26) 10^{-3}$ [29,52]				
Нейтронными с энергией 1,99 МэВ	^{233}U	^4He	Стаб.	$(2,55 \pm 0,38) 10^{-3}$ [29,52]				
Нейтронными с энергией 14 МэВ	^{233}U	^1He	Стаб.		4 ± 2 [74]			
		^3He	12,26 года		11 ± 2 [74]	9 ± 1 [74]	4 ± 1 [74]	
		^4He	Стаб.		100 [74]	16 ± 1 [74]	7 ± 1 [74]	
Медленными нейтронами	^{235}U	^1He	Стаб.		$2,8 \pm 0,5$ [74,75]	8 ± 1 [74]	4 ± 1 [74]	
		^3He	12,26 года		8 ± 1 [74,75]	9 ± 1 [74]	4 ± 1 [74]	

Вид деления	Делящееся ядро	Продукты тройного деления		Выходы продуктов тройного деления		Энергетические характеристики продуктов тройного деления, МэВ		
		Ядро, изотоп	Период полураспада	Число фрагментов по отношению к полному числу делений (бинарных)	Выход на 100 α-частиц	Наиболее вероятная энергия (энергия в максимуме)	Ширина распределения на полувысоте	Энергетический интервал распределения
Медленными нейтронами	^{235}U	^4He	Стаб.	$3,22 \cdot 10^{-3} [11,15]$ $4,00 \cdot 10^{-3} [15,26]$ $3,34 \cdot 10^{-3} [15,25]$ $(0,61 \pm 0,03) 10^{-3} [47]$	100 [74]	$16 \pm 1 [74]$	$6 \pm 1 [74]$	
Нейтронными Ро-Ве источника	^{235}U	^4He	Стаб.	$4,00 \cdot 10^{-3} [14,15]$				
Нейтронными с энергией 0,33 МэВ	^{235}U	^4He	Стаб.	$(2,02 \pm 0,31) 10^{-3} [29,52]$				
Нейтронными с энергией 1 МэВ	^{235}U	^4He	Стаб.	$(1,87 \pm 0,13) 10^{-3} [1,15,52]$				
Нейтронными с энергией 1,17 МэВ	^{235}U	^4He	Стаб.	$(1,67 \pm 0,23) 10^{-3} [29,52]$				
Нейтронными с энергией 2,5 МэВ	^{235}U	^4He	Стаб.	$(2,52 \pm 0,41) 10^{-3} [29,52]$ $(1,92 \pm 0,23) 10^{-3} [52]$ $(1,40 \pm 0,03) 10^{-3} [77]$ $(0,58 \pm 0,03) 10^{-3} [47,77]$ $(1,29 \pm 0,03) 10^{-3} [62,77]$				
Нейтронными с энергией 3 МэВ	^{235}U	^4He	Стаб.	$(1,68 \pm 0,19) 10^{-3} [52,62]$				
Нейтронными с энергией 14 МэВ	^{235}U	^1H	Стаб.		$4 \pm 2 [74,75]$			
		^3H	12,26 года		$11 \pm 2 [74,75]$	$10 \pm 1 [74]$	$5 \pm 1 [74]$	
		^4He	Стаб.	$(0,74 \pm 0,11) 10^{-3} [32,52,95]$ $(2,02 \pm 0,26) 10^{-3} [52,95]$ $(1,46 \pm 0,07) 10^{-3} [77]$ $(0,61 \pm 0,04) 10^{-3} [47,77]$	100 [74,75]	$16 \pm 1 [74]$	$6 \pm 1 [74]$	
Нейтронными с энергией 2,5-2,9 МэВ	^{238}U	^4He	Стаб.	$(0,48 \pm 0,13) 10^{-3} [29,52]$ $(1,67 \pm 0,24) 10^{-3} [48,52]$				

Вид деления	Доля- еся ядро	Продукты трой- ного деления		Выходы продуктов тройного деления		Энергетические характеристики продуктов тройного деления, МэВ		
		Ядро, изотоп	Период полу- распа- да	Число фрагментов по отношению к пол- ному числу делений (бинарных)	Выход на 100 α -частиц	Наиболее вероятная энергия (энергия в максимуме)	Ширина распреде- ления на полувысоте	Энергети- ческий интервал распре- деления
Нейтрон- ными с энергией 2,5- 2,9 МэВ	^{238}U	^4He	Стаб.	$(0,91 \pm 0,08)10^{-8}$ [77] $(0,22 \pm 0,02)10^{-8}$ [47,77]				
		^8Be	$< 1,4 \cdot 10^{-16}$ с	$\sim 0 \cdot 10^{-5}$ [85]				
		Три фраг- мента		$8 \cdot 10^{-4}$ [82,84]				
Нейт- ронами с энергией 14 МэВ	^{238}U	^1H	Стаб.		≤ 4 [74]			
		^3H	12,26 года		13 ± 2 [74]	9 ± 1 [74]	5 ± 1 [74]	
		^4He	Стаб.	$(1,26 \pm 0,06)10^{-8}$ [77] $(1,00 \pm 0,16)10^{-8}$ [49,52] $(0,95 \pm 0,09)10^{-8}$ [21,52] $(0,27 \pm 0,02)10^{-8}$ [47,77]	100 [74]	15 ± 1 [74] ~ 15 [21] ~ 16 [44]	6 ± 1 [74]	
	^{237}Np	^1He	Стаб.		8 ± 2 [74]			
		^3H	12,26 года		14 ± 2 [74]	9 ± 1 [74]	4 ± 1 [74]	
		^4He	Стаб.		100 [74]	16 ± 1 [74]	5 ± 1 [74]	
Медлен- ными нейтрон- ными	^{239}Pu	^4He	Стаб.	$2,00 \cdot 10^{-8}$ [15,26]				
Нейтрон- ными с энергией 0,35 МэВ	^{239}Pu	^4He	Стаб.	$(2,44 \pm 0,26)10^{-8}$ [29,52]				
Нейтрон- ными с энергией 0,69 МэВ	^{239}Pu	^4He	Стаб.	$(2,09 \pm 0,25)10^{-8}$ [29,52]				
Нейтрон- ными с энергией 1 МэВ	^{239}Pu	^4He	Стаб.	$(2,48 \pm 0,14)10^{-8}$ [1,15,52]				
Нейтрон- ными с энергией 1,99 МэВ	^{239}Pu	^4He	Стаб.	$(2,50 \pm 0,64)10^{-8}$ [29,52]				
Фотоде- ление, $E_{\text{max}} =$ 27,5 МэВ	^{232}Th	Три оскол- ка		$\sim 8 \cdot 10^{-6}$ [150]				
	^{238}U	Три ос- колца		$\sim 11 \cdot 10^{-6}$ [150]				
	^{239}Pu	Три ос- колца		$< 3 \cdot 10^{-6}$ [150]				

Выходы продуктов тройного деления даны в табл. I. Наряду с выходами в табл. I приводятся также и энергетические характеристики легких продуктов тройного деления. Таблица построена следующим образом. Сначала помещены данные по тройному спонтанному делению ^{238}Pu , ^{240}Pu , ^{242}Pu , ^{242}Cm , ^{244}Cm , ^{252}Cf . Затем рассмотрены случаи тройного деления ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu под действием тепловых нейтронов^x. В конце табл. I приводятся данные по делению ^{232}Th , ^{233}U , ^{235}U , ^{238}U , ^{237}Np , ^{239}Pu нейтронами различных энергий выше тепловой (до 14 МэВ), а также по фотоделению.

В табл. 2 приведены отношения вероятностей тройного деления с образованием длиннопробежных α -частиц к вероятности бинарного деления ^{233}U , ^{235}U в тепловой и резонансной областях энергий нейтронов.

Таблица 2

Отношение вероятности тройного деления с образованием α -частиц к вероятности бинарного деления ^{233}U , ^{235}U в тепловой и резонансной областях энергий нейтронов, отн. единицы

Энергия нейтронов, эВ	^{233}U [51]	^{235}U
0,0039		1,49±0,38 [101]
0,0058		1,12±0,19 [101]
0,0079		1,28±0,18 [101]
0,0094		0,90±0,20 [101]
0,011		0,98±0,11 [101]
0,014		1,12±0,08 [101]
0,018		0,97±0,07 [101]
0,023		0,88±0,06 [101]
0,031		0,91±0,05 [101]
0,044		1,01±0,06 [101]
0,069		1,12±0,11 [101]
0,120		1,02±0,28 [101]
0,282		1,15 ^x [103]
1,138		1,50 ^x [103]
1,2±0,1	1,04±0,04	
1,4±0,1	1,00±0,05	
1,6±0,1	0,98±0,04	
1,75	1,05±0,03	
2,0±0,2	0,95±0,04	
2,036		3,02 ^x [103]
2,31	0,96±0,03	
2,9±0,5	1,07±0,07	
3,14		2,35 ^x [103]
3,60		2,13 ^x [103]
3,61	1,02±0,05	
4,1±0,3	0,97±0,06	
4,8	0,94±0,06	
4,847		3,40 ^x [103]
5,5±0,5	1,00±0,04	
6,40		1,83 ^x [103]
6,8	1,03±0,04	
7,10		1,70 ^x [103]

^x В некоторых работах деление проводилось котельными нейтронами.

Энергия нейтронов, эВ	^{233}U [51]	^{235}U
7,9±0,8 8,78	0,97±0,06	1,00±0,02 [102] 1,00±0,015 [102] 1,00±0,015 [102] 1,00±0,025 [102] 1,35 ^x [103]
8,80 12,39		0,99±0,03 [102] 1,00±0,02 [102] 0,925±0,025 [102] 1,02±0,035 [102]
19,3		0,975±0,03 [102] 1,05±0,02 [102] 0,90±0,025 [102] 1,15±0,03 [102]
21,1		0,96±0,05 [102] 1,055±0,035 [102] 0,925±0,05 [102] 1,20±0,05 [102]

^x Отношение для тепловых нейтронов принять за 1,00 [103].

В табл.3 и 4 соответственно приведены энергии и массы двух тяжелых осколков при тройном делении тяжелых ядер. Для сравнения приводятся аналогичные данные для случаев бинарного деления, полученные в тех же работах. материал в табл.3 и 4 изложен в такой же последовательности, что и в табл.1.

Таблица 3

Наиболее вероятные кинетические энергии осколков при тройном делении

Изотоп	Бид. частиц : вызывающих деление	Энергия нейтронных частиц	Энергия при тройном делении осколков с испусканием легких частиц, МэВ			Энергия осколков при бинарном делении, МэВ		
			тяжелого	легкого	Полная кинетическая энергия	тяжелого	легкого	Полная кинетическая энергия
^{252}Cf	Спонт.	-	77,01±0,92 ^x [108]	95,72±0,82 ^x [108]	17480±054 ^x [108]	79,72±0,10 [108]	104,50±0,07 [108]	184,17±0,11 [108]
			75,22±0,23 ^x [108]	97,86±0,20 ^x [108]	173,45±0,19 ^x [108]	78,8±0,2 [110]	104,1±0,1 [110]	185 [109]
			74,83±0,11 ^x [108]	97,73±0,09 [108]	172,39±0,13 ^x [108]			
			74,3±0,1 [110]	97,3±0,1 [110]	185±3 ^{xx} [109]			
			74,2±0,1 [110]	97,2±0,1 [110]				
^{233}U	Нейтрон.	Тепл.			144±4 [109, 113]			167 [109, 113]

Изотоп	Вид частиц, вызывающих деление	Энергия нейтронов частиц	Энергия при тройном делении осколков с испусканием легких частиц, МэВ			Энергия осколков при бинарном делении, МэВ		
			тяжелого	легкого	Полная кинетическая энергия	тяжелого	легкого	Полная кинетическая энергия
^{235}U	Нейтрон.	Тепл.	$63,25 \pm 0,38$ [III]	$92,85 \pm 0,58$ [III]	155 ± 5 [I09, II9]	$69,27 \pm 0,17$ [III]	$200,02 \pm 0,26$ [III]	168 [I09, II9]
					$155,50 \pm 0,80$ [III]			$166,88 \pm 0,40$ [III]
					$166 \pm 35^{\text{xx}}$ [83, II2]			
					$187 \pm 36^{\text{xx}}$ [83, II2]			
					162^{xx} [27, 83, II2]			
					200^{xx} [83, II2, II6]			
					202^{xx} [83]			
					180^{xx} [73, 80, 83]			
					148^{xx} [83; II2]			
					243^{xx} [83, II6]			
142^{xx} [87]								
^{239}Pu	Нейтрон.	Тепл.			149 ± 9 [I13] 153 ± 5 [I09]			174 [I09, II3]
^{241}Pu	Нейтрон.	Тепл.			165 ± 3 [I13] 167 ± 2 [I09]			174 [I09, III]
^{232}Th	Нейтрон.	2,9 МэВ			16 [84]			
^{238}U	Нейтрон.	2,9 МэВ			$174,5$ [84]			
^{232}Th	Нейтрон.	14 МэВ			160 [146]			
^{238}U	Протоны	40 МэВ			150 ± 33 [I14]			
		55 МэВ			180 ± 40 [I14]			
		70 МэВ			160 ± 35 [I14]			
		85 МэВ			160 ± 35 [I14]			

x В работе [108] приведено по три цифры: первые связаны с испусканием ^1H , вторые - ^3H , третьи - ^4He .

xx При истинном тройном делении.

Иногда в одних и тех же работах приводятся выходы, определенные при различных энергетических интервалах, а также и экстраполированные значения. Эти значения также приведены в табл. 1.

В работах [4, 16, 31] указаны отношения вероятностей тройных делений с испусканием длиннопробежных α -частиц при делении ^{235}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu тепловыми нейтронами к соответствующей вероятности для ^{235}U . Были получены следующие значения: для ^{235}U $1,16 \pm 0,05$; $1,25 \pm 0,22$; $1,22 \pm 0,06$; для ^{239}Pu $1,04 \pm 0,06$; $1,14 \pm 0,23$; $1,18 \pm 0,06$; для ^{241}Pu $1,34 \pm 0,07$.

Аналогичные отношения приводятся и в работе [74] (за единицу принят выход при делении ^{235}U медленными нейтронами):

^{232}Th	(14 МэВ, нейтроны)	- 0,3±0,2
^{233}U	(медленные нейтроны)	- 0,97±0,09
^{233}U	(14 МэВ, нейтроны)	- 1,2±0,1
^{235}U	(14 МэВ, нейтроны)	- 0,99±0,04
^{238}U	(14 МэВ, нейтроны)	- 0,64±0,06
^{237}Np	(14 МэВ, нейтроны)	- 1,3±0,1
^{244}Cm	(спонтанное деление)	- 1,40±0,06

Таблица 4

Массы осколков при тройном делении [108]

Изотоп	Вид деления	Наиболее вероятная масса осколка при тройном делении с испусканием легких частиц, а.е.м.		Наиболее вероятная масса осколка при бинарном делении, а.е.м.	
		тяжелого	легкого	тяжелого	легкого
^{252}Cf	Спонт.	138,66±0,48 ^x	112,84±0,50 ^x	142,88±0,8	109,12±0,08
		140,98±0,19 ^x	107,98±0,19 ^x		
		141,84±0,10 ^x	106,16±0,10 ^x		

^x В работе [108] приведено по три цифры: первые связаны с испусканием ^1H , вторые - ^3H третьи - ^4He .

Можно указать некоторые работы, в которых были исследованы те или иные вопросы, относящиеся к тройному делению. Делению в резонансной области посвящены работы [51, 88, 102-108, 125]. Зависимости средних кинетических энергий осколков от энергий ядер ^4He , ^1H , ^3H и средней энергии длиннопробежных α -частиц от кинетических энергий осколков, приведены в работах [108, 110, 120, 128]. Связь полных кинетических энергий при тройном делении с массами осколков или их отношениями видна из работ [108, 111]. Ряд частных вопросов рассмотрен в работах [122-141].

В заключение следует указать основные обзорные работы по тройному делению [1, 2, 15, 24, 52, 82, 87-89, 121, 142, 143]. Среди них следует выделить обзоры Н.А.Перфилова [2, 24], Н.Физера [82], обзор, приведенный в работе Э.Хайда, И.Перлмана, Г.Сиборга [15]. Авторы этих обзоров ставили перед собой задачу в первую очередь описать историю исследований, технику эксперимента, физику явлений, а не собрать весь экспериментальный материал. В этих обзорах экспериментальный материал часто приводится лишь для иллюстраций. Кроме того, за последние годы появилось много оригинальных работ, которые естественно не были отражены в перечисленных выше обзорах. Попытка собрать весь основной экспериментальный материал по тройному делению делается впервые.

Список литературы

1. Noble R.A. - "Phys. Rev.", 1962, v. 126, p. 1508.
2. Перфилов Н.А. Физика деления атомных ядер. Прил. № I к журн. "Атомн. энергия", М., Атомиздат, 1957, с. 98.
3. Henderson D.J., Diamond H., Graid T.H. - "Bull. Amer. Phys. Soc.", Ser. II. 1961, v. 6, N 5, p. 418.
4. Allen K.W., Dewan J.T. - "Phys. Rev.", 1950, v. 80, p. 181.
5. Titterton K.T., Goward F.K. - Ibid., 1949, v. 76, p. 142.
6. Titterton K.T. - "Nature", 1951, v. 168, p. 590.
7. Marshall L. - "Phys. Rev.", 1949, v. 75, p. 1339.

8. T i t t e r t o n E.W., B r i n k l e y T.A. - "Nature", 1960, v. 187, N 4733, p. 228.
9. М о с т о в а я Т.А. - В кн.: Труды второй Международной конференции по мирному использованию атомной энергии. (Женева, 1958). Докл. советских ученых. Т. I. Ядерная физика, М., Атомиздат, 1959, с. 347.
10. W a t s o n J.C. - "Phys. Rev.", 1961, v. 121, N 1, p. 230.
11. F u l m e r C.B., C o h e n B.C. - Ibid., 1957, v. 108, p. 370.
12. G r e e n L.L., L i v e s e y D.L. - "Phil. Trans. Roy Soc.", 1948, v. 241A, p. 323 (London).
13. T s i e n S a n - T s i a n g e.a. - "Compt. Rend.", 1947, v. 224, p. 272.
14. Д е м е т е р Р. - "Phys. Rev.", 1946, v. 70, p. 974.
15. Н у д е Е.К. The Nuclear Properties of the Heavy Elements III. Prentice-Hall, Englewood Cliffs. New Jersey. 1964.
16. Д м и т р и е в В.Н. и др. - "Ж. эксперим. и теор. физ.", 1960, т. 38, № 3, с. 998.
17. Р о у J.C. - "Canad. J. Phys.", 1961, v. 39, p. 315.
18. З ы с и н Ю.А., Л б о в А.А., С е л ь ч е н к о в Л.И. Выходы продуктов деления и их распределение по массам. М., Госатомиздат, 1963.
19. Н о р р о с к с D.L. - "Phys. Rev.", 1964, v. 134, N 6B, p. B 1219.
20. П е р ф и л о в Н.А., С о л о в ь е в а З.И., Ф и л о в Р.А. - "Ж. эксперим. и теорет. физ.", 1964, т. 46, № 6, с. 2244.
21. П е р ф и л о в Н.А., С о л о в ь е в а З.И., Ф и л о в Р.А. - Там же, 1961, т. 41, № 1, с. 11.
22. "Докл. АН СССР", 1961, т. 136, № 3, с. 581. Авт.: Н.А.Перфилов, З.И.Соловьева, Р.А.Филлов, Г.И.Хлебников.
23. "Ядерная физика", 1966, т. 4, № 2, с. 332. Авт.: В.Р.Бурмистров, Б.Г.Киселев, В.А.Шилин, В.Л.Кочетков.
24. П е р ф и л о в Н.А., Р о м а н о в Ю.Ф., С о л о в ь е в а З.И. - "Успехи физ. наук", 1960, т. 71, № 3, с. 471.
25. G r e e n L.L., L i v e s e y D.L. - "Nature", 1947, v. 159, N 4036, p. 332.
26. F a r w e l l G. e.a. - "Phys. Rev.", 1947, v. 71, p. 327.
27. T s i e n S a n - T s i a n g e.a. - "J. Phys. et radium", 1947, v. 8, N 165, p. 200.
28. H i l l D. - "Phys. Rev.", 1952, v. 87, p. 1042.
29. N e t t e r M.F. e.a. Proc. Second. United Nat Conf. Peaceful Uses Atom. Energy. V. 15. - P/1188, 1958, p. 418.
30. "J. Inorg. Nucl. Chem.", 1962, v. 24, p. 337. Auth.: E.N.Sloth, D.L.Horrocks, E.J.Boyce, M.H.Studier.
31. М о с т о в а я Т.А. - "Атомн. энергия", 1961, т. 10, № 4, с. 372.
32. П е р ф и л о в Н.А., С о л о в ь е в а З.И., Ф и л о в Р.А. - Там же, 1963, т. 14, № 6, с. 575.
33. Там же, 1964, т. 16, № 2, с. 148. Авт.: Л.З.Малкин, И.Д.Алхазов, А.С.Кривохатский, К.А.Петр-жак, Л.М.Белов.
34. D e r n y t t e r A.I., N e v e d e M e v e r g n i e s M. - Compt. rend Congr. internat. phys. nucl. (Paris, 1964). V. 2. Paris, 1964, p. 1114.
35. M ü n z e R., H l a d i k O. - "Kernenergie", 1962, Bd 5, N 6, S. 472.
36. M ü n z e R., H l a d i k O., R e i n h a r d G. - Ibid., 1962, Bd 5, N 7, S. 564.
37. J u r i c M.K. - "Bull. Boris Kidric Insts. Nucl. Sei.", 1964, v. 15, N 4, p. 217.
38. C a t a l a J., D o m i n g o V., C a s a n o v a J. - "Nuovo cimento", 1961, v. 19, N 5, p. 923.
39. M ü n z e R. - "Kernenergie", 1962, Bd 5, N 6, S. 488.
40. M ü n z e R., H l a d i k O. - Ibid., 1962, Bd 5, N 3, S. 158.
41. A l b e n s i n s E.L., O n d r e j o i n R.S. - "Nucleonics", 1960, v. 18, N 9, p. 100.
42. A t n e o s e n R.A., T h o m a s T.D., G a r v e y G.T. - "Phys. Rev.", 1965, v. 139, N 2B, p. B307.
43. S c h r ö d e r I.G., D e r n y t t e r A.J., M o o r e J.A. - Ibid., 1965, v. 137, N 3B, p. B 519.

44. R a s h a n n a R., N a i r R.G., K a r o o r S.S. - Ibid., 1963, v. 129, N 3, p. 1350.
45. M a r s h a l l M., S c o b i e J. - "Phys. Letters", 1966, v.23, N 10, p.583.
46. W h e t s t o n e S.L., T h o m a s T.D. - "Phys. Rev. Letters", 1965, v. 15, p. 298.
47. Д р а п ч и н с к и й Л.Л. и др. - "Атомн. энергия", 1964, т. 16, с. 144.
48. С о л о в ъ е в а З.И. - Там же, 1960, т. 8, с. 137.
49. П е р ф и л о в Н.А., С о л о в ъ е в а З.И. - Там же, 1958, т. 5, с. 175.
50. "Ж. эксперим. и теор. физ.", 1963, т. 44, № 6, с. 1832. Авт.: Н.А.Перфилов, З.И.Соловьева, Р.А.Уилов, Г.И.Хлебников.
51. П а н о в А.А. - Там же, 1962, т. 43, № 3, с. 847.
52. T h o m a s T.D., W h e t s t o n e S.L. - "Phys. Rev.", 1966, v. 144, N 3, p. 1060.
53. А н д р е е в В.Н., С и р о т к и н С.М. - "Ж. эксперим. и теорет. физ.", 1964, т.46, № 4, с.1178.
54. A l b e n e s i u s E.L. - "Phys. Rev. Letters", 1959, v.3, p.274.
55. W e g n e r H.E. - "Bull. Amer. Phys. Soc.", Ser. II. 1961, v. 6, p. 307.
56. W h e t s t o n e S.L., T h o m a s T.D. - "Phys. Rev.", 1967, v. 154, N 4, p.1174.
57. B o w m a n H.R. e.a. - Ibid., 1962, v. 126, p. 2120.
58. M u g a M.L. e.a. - Ibid., 1961, v. 121, N 1, p. 270.
59. F l y n n K.F. e.a. - Ibid., 1956, v. 101, p. 1492.
60. А н д р е е в В.Н. и др. Программа и тезисы докладов 18-го ежегодного совещания по ядерной спектроскопии. (Рига, 25 янв. - 2 февр. 1968 г.). Л., "Наука", 1968, с. 197.
61. S h w a s z c z e w s k a J. e.a. - "Phys. Lett.", 1967, v. 24B, N 2, p. 87.
62. H a t t a n g a d i V.A. e.a. - Phys. and Chem. Fission. (Salzburg, 22th-26th Mar. 1965). V. 11. Vienna, 1965, p. 397.
63. R a i s b e c k G.M., T h o m a s T.D. - "Phys.Rev.", 1968, v.172, N 4, p.1272.
64. С о с р е r S.W. e.a. - Ibid., 1967, v.154, N 4, p.1193.
65. F r a e n k e l Z., T h o m p s o n S.G. - "Phys. Rev. Lett.", 1964, v.13, p.438.
66. С о л е м а n J.A. e.a. - "Phys. Rev.", 1964, v. 133, N 3B, p. B 724.
67. А н д р е е в В.Н. и др. - "Ядерная физика", 1969, т. 9, с. 23.
68. А н д р е е в В.Н. и др. - Там же, 1968, т.8, с.38.
69. K r o g u l s k i T. e.a.:
 - "Nucl. Phys.", 1969, v. A 128, N 1, p. 219;
 - Inst. badan jadow PAN. (Rept.). 1968, N 1010, p. 8;
 - Phys. and Chem. Fiss. Proc. - 2-nd IAEA Symp. (Vienna, 1969). Vienna, 1969, p.893.
70. D a k o w s k i M. e.a. - "Phys. Lett.", 1967, v. 25B, p. 213.
71. V o r o b i e v A. e.a. - Ibid., 1969, v. 30B, N 5, p. 332.
72. N a r d i E. e.a. - Phys. and Chem. Fiss. Proc. 2-nd IAEA Symp. (Vienna, 1969). Vienna, 1969, p. 143.
73. M u g a M.L.:
 - "Phys. Rev. Letters", 1963, v. 11, N 3, p. 129.
 - Успехи физики деления ядер. М., Атомиздат, 1965, с.303.
74. А д а м о в В.М. и др.:
 - "Ядерная физика", 1969, т. 9, № 4, с. 732.
 - Phys. and Chem. Fiss. Proc. 2-nd IAEA Symp. (Vienna, 1969). Vienna, 1969, p. 900.
75. А д а м о в В.М. и др. - "Ядерная физика", 1967, т. 6, № 5, с. 930.
76. B l o c k i J. e.a. - "Nucl. Phys.", 1969, v. A127, N 3, p. 495.
77. Н а д ь Л. и др.:
 - "Ядерная физика", 1968, т. 8; № 3, с. 443.
 - "Közp fiz. kutato int közl", 1967, v. 15, N 2, p. 85.
78. F l e i s c h e r R.L. e.a. - "Phys. Rev.", 1966, v. 143, N 3, p. 943.
79. R o s e n L., H u d s o n A.M. - Ibid., 1950, v. 78, p. 533.
80. M u g a M.L. - Phys. and Chem. Fission. (Salzburg, 22th-26th Mar. 1965). V. 2. Vienna, 1965, p. 409.
81. P r i c e P.V. e.a. - Proc. of the Third Conf. on Reactions between Complex Nuclei. Ed. Ghiorso A. e.a. Universitet of Calif. Press. Berkley and Los Angelos. 1963, p. 332.

82. Feather N. - Phys. and Chem. Fission Proc. 2-nd IAEA Symp. (Vienna, 1969). Vienna, 1969, p. 83.
83. Benisz J., Panek T. - "Acta phys. polon.", 1967, v. 32, p. 485.
84. Benisz J. - Ibid., 1969, v. 35, p. 67.
85. Titterton E.W. - "Phys. Rev.", 1951, v. 83, p. 1076.
86. Stoepner R.W., Hillman M. - Ibid., 1966, v. 142, p. 716.
87. Пик-Пичак Г.А. - В кн.: Материалы 4-й зимней школы по теории ядра и физике высоких энергий. Т. I, Л., 1969, с. 250.
88. Соловьева З.И. - "Изв. АН СССР. Сер. физ.", 1970, т. 34, № 2, с. 438.
89. Halpern I. - Phys. and Chem. Fission (Salzburg, 22th-26th Mar. 1965). V. 2. Vienna, 1965, p. 369.
90. Cavallari F. e.a. - Phys. and Chem. Fiss. Proc. 2-nd IAEA Symp. (Vienna, 1969). Vienna, 1969, p. 891.
91. Воробьев А.А. и др. - "Атомн. энергия", 1969, т. 27, № 1, с. 31.
92. Loveland W. e.a. "Phys. Rev.", 1967, v. 163, N 4, p. 1315.
93. Natowitz J.B. e.a. - Ibid., 1968, v. 169, N 4, p. 993.
94. Hoggross D.L. - "Trans. Amer. Nucl. Soc.", 1965, v. 8, p. 12.
95. Thu Phong Doan e.a. - "Nucl. Phys.", v. A96, N 3, p. 588.
96. McMurdo K.W., Cobble J.W. - "Phys. Rev.", 1969, v. 182, N 4, p. 1303.
97. Iyer R.H., Cobble J.W. - Ibid., 1968, v. 172, N 4, p. 1186.
98. Iyer R.H., Cobble J.W. - "Phys. Rev. Letters", 1966, v. 17, N 10, p. 541.
99. Charles C. e.a. Phys. and Chem. Fiss. Proc. 2-nd IAEA Symp. (Vienna, 1969), Vienna, 1969, p. 119.
100. Krogulski T., Blocki J. - "Nucl. Phys.", 1970, v. A144, N 3, p. 617.
101. Dernutter A.J., Nevede Mevergnies M. - Phys. and Chem. Fission (Salzburg, 22th-26th Mar. 1965), V. 2. Vienna, 1965, p. 429.
102. Dernutter A.J., Wagemans C. - Phys. and Chem., Fission Proc. 2-nd IAEA Symp. (Vienna, 1969). Vienna, 1969, p. 898.
103. Мостовая Г.А. и др. - "Атомн. энергия", 1964, т. 16, № 1, с. 3.
104. Michandon A. e.a.:
- "Nucl. Phys.", 1965, v. 69, N 3, p. 573.
- Compt. rend Congr. internat. phys. nucl. (Paris, 1964). V. 2, Paris, 1964, p. 1117.
105. Квитек И. и др.:
- "Ядерная физика", 1965, т. 2, № 4, с. 677.
- Phys. and Chem., Fission (Salzburg, 22th-26th Mar. 1965). V. 2. Vienna, 1965, p. 439.
106. Панов А.А. - "Ж. эксперим. и теорет. физ.", 1962, т. 43, № 6, с. 1998.
107. Mehta G.K., Melkonian E. - Proc. Nucl. Phys. and Solid. State. Phys. Symp. Nucl. Phys. (Bombay 1966). 1966, p. 33.
108. Nardi R. e.a. - "Phys. Rev.", 1969, v. 182, N 4, p. 1244.
109. Muga M.L. e.a. - "Phys. Rev. Letters", 1967, v. 18, N 11, p. 404.
110. Fraenkel Z. - "Phys. Rev.", 1967, v. 156, N 4, p. 1283.
111. Asghar M. e.a. - "Nucl. Phys.", 1970, v. A 145, N 2, p. 657.
112. Catala J. e.a. - "Anales de la Real sociedad española de fisica y quimica", 1960, v. A56, N 1-2, p. 29.
113. Muga M.L., Rice C.R. - Phys. and Chem. Fiss. Proc. 2-nd IAEA Symp. (Vienna 1969). Vienna, 1969, p. 107
114. Saha G.B., Yaffe L. - "Canad. J. Chem.", 1969, v. 47, N 4, p. 655.
115. Дмитриев В.Н. и др. - "Атомн. энергия", 1963, т. 14, № 6, с. 574.
116. Dutta S.P. - "Indian J. Phys.", 1953, v. 27, p. 547.
117. Juric M.K. - "Bull. Boris Kidric Inst. Nucl. Sci.", 1964, v. 15, N 338, p. 278.
118. Wollen E.D. e.a. - "Phys. Rev.", 1947, v. 72, p. 447.
119. Schmitt H.W. e.a. - "Phys. Rev. Letters", 1962, v. 9, N 10, p. 427.

120. А да м о в В.М. и др.:
- "Ядерная физика", 1969, т.10, № 4, с.721.
- Phys. and Chem. Fission Proc. 2-nd IAEA Symp. (Vienna 1969). Vienna, 1969, p. 901.
121. F e a t h e r N. - "Proc. Roy Soc. Edinburgh", 1964, v. 66A, p. 192.
122. F e a t h e r N. - Phys. and Chem. Fission (Salzburg, 22th-26th Mar. 1965). V. 2. Vienna, 1965, p. 387.
123. F o n g P. - Phys. and Chem. Proc. 2-nd IAEA Symp. (Vienna 1969), Vienna, 1969, p. 133.
124. F e a t h e r N. - "Phys. Rev.", 1968, v. 170, N 4, p. 1118.
125. М е л к о н и а н Е., М е х т а Г.К. - Phys. and Chem. Fission. (Salzburg, 22th-26th Mar.) 1965). V. 2. Vienna, 1965, p. 355.
126. В л о с к и J. e.a. - Phys. and Chem. Fiss. Proc. 2-nd IAEA Symp. (Vienna, 1969), Vienna, 1969, p. 115.
127. S c h m i t t H.W., F e a t h e r N. - "Phys. Rev.", 1964, v. 134, N 3B, p.565.
128. С о л о в ъ е в а З.И., Ф и л о в Р.А. "Ж. эксперим. и теорет. физ.", 1962, т.43, № 4, с.1146
129. Д м и т р и е в В.Н. и др. - Там же, 1960, т. 39, № 3, с. 556.
130. В о н е h Y. e.a. - "Phys. Rev.", 1967, v. 156, N 4, p. 1305.
131. G a z i t Y. e.a. Phys. and Chem. Fiss. Proc. 2-nd IAEA Symp. (Vienna 1969). Vienna, 1969, p. 891.
132. I y e r R.H., C o b b l e J.W. - Proc. Nucl. Phys. and Solid. State Phys. Symp. (Bombay). 1968, v. 2S 1, p.34.
133. T h u P h o n g D o a n e.a. - "Comp. rend Acad. sci", 1967, v. 264, N 11, p. B900.
134. M e d v e c z k y L. e.a. - Phys. and Chem. Fiss. Proc. 2-nd IAEA Symp. (Vienna 1969). Vienna, 1969, p. 897.
135. M i c h a n d o n A. e.a. - "Compt. rend Acad. sci.", 1963, v. 256, N 7, p. 1490.
136. В о н е h Y. e.a. - Phys. and Chem. Fiss. Proc. 2-nd IAEA Symp. (Vienna, 1969). Vienna, 1969, p. 891.
137. C a t a l á J. e.a. - "Anales Real.Soc.española de fis y quimica", 1960, v. A56, N 1-2, p. 19.
138. M ü n z e R., R e i n h a r d G. - "Kernenergie", 1963, v. 6, N 6, p. 274.
139. G a z i t Y. e.a. - Israel Atomic Energy Commis. (Rep.) 1968, N 1168, p. 12.
140. K a t o i s e A. e.a. Ibid., 1967, N 1128, p. 18.
141. T i t t e r t o n E.W., B r i n k l e y T.A. - "Phil. Mag.", 1950, v. 41, p. 500.
142. W a h l A.C. Phys. and Chem., Fission (Salzburg, 22th-26th Mar. 1965). V. 1. Vienna, 1965, p. 317.
143. K r a u t A.:
- "Nukleonik", 1960, v. 2, p. 105, 149.
- Физика деления ядер. М., Госатомиздат, 1963, с. 7.
144. B o l l i n i D. e.a. - "Nuovo cimento", 1967, v. B 51, N 1, p.235.
145. С о л о в ъ е в а З.И. - "Ядерная физика", 1968, т. 8, № 3, с. 454.
146. В е н и s z J., U r b a n s k i E. - "Acta phys. polon.", 1969, v. 36, N 4, p. 707.
147. В е н и s z J., P a n e k T. - Ibid., 1967, v. 32, N 4, p. 673.
148. C h w a s z c z e w s k a J. e.a. - Inst. badań jądrow PAN. (Rep.). 1968, N 1033, p. 6.
149. C h w a s z c z e w s k a J. e.a. - "Acta phys. polon.", 1969, v. 35, N 1, p. 187.
150. M e d v e c z k y L. e.a. - "Acta phys. Acad. scient. hung.", 1970, v. 28, N 1-3, p. 169.
151. S o w i ŋ s k i M. e.a. - "Acta phys. polon.", 1968, v. 33, N 5, p. 819.
152. M u g a M.L. - "Phys. Rev.", 1967, v. 161, N 4, p. 1266.
153. С а м б и a g h i M. e.a. - "Nuovo cimento", 1969, v. B59, N 2, p. 236.
154. N e r v i k W.E. - "Phys. Rev.", 1960, v. 119, N 5, p. 1685.
155. П е р ф и л о в Н.А. и др. - "Докл. АН СССР", 1961, т.136, № 3, с.581.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ ИНДЕКС РАБОТ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКОГО СБОРНИКА
 "ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ. СЕРИЯ: ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ", 1978, вып.2(29),
 В МЕЖДУНАРОДНОЙ СИСТЕМЕ СИНДА

ISOTOPE	QUANTITY	INSTITUTE	MIN ENERGY	MAX (eV)	REFERENCE	DATE	FIRST AUTHOR, COMMENTS
Cr	DIN	FBI	9.0 ⁶	1.4 ⁷	YK 2(29) 7	78	BYCHKOV+.GRAPH
Fe	DIN	FBI	9.0 ⁶	1.4 ⁷	YK 2(29) 7	78	BYCHKOV+.GRAPH
Fe-56	N2N	FBI	TR	1.5 ⁷	YK 2(29) 7	78	BYCHKOV+.GRAPH
Cu	DIN	FBI	1.4 ⁷		YK 2(29) 7	78	BYCHKOV+.GRAPH
Cu	N2N	FBI	TR	1.5 ⁷	YK 2(29) 7	78	BYCHKOV+.GRAPH
Nb	DIN	FBI	1.4 ⁷		YK 2(29) 7	78	BYCHKOV+.GRAPH
Nb-93	N2N	FBI	TR	1.5 ⁷	YK 2(29) 7	78	BYCHKOV+.GRAPH
In	DIN	FBI	1.4 ⁷		YK 2(29) 7	78	BYCHKOV+.GRAPH
Nd-144	N2N	FBI	TR	1.5 ⁷	YK 2(29) 7	78	BYCHKOV+.GRAPH
Sm-148	N2N	FBI	TR	1.5 ⁷	YK 2(29) 7	78	BYCHKOV+.GRAPH
Ta	DIN	FBI	1.4 ⁷		YK 2(29) 7	78	BYCHKOV+.GRAPH
Ta-181	N2N	FBI	TR	1.5 ⁷	YK 2(29) 7	78	BYCHKOV+.GRAPH
Au-197	N2N	FBI	TR	1.5 ⁷	YK 2(29) 7	78	BYCHKOV+.GRAPH
TH-232	GF	KUR	2.8 ⁷		YK 2(29) 70	78	LBØV. KE ØF FRAGS, TERN FISS
TH-232	GF	KUR	2.8 ⁷		YK 2(29) 70	78	LBØV. FRAGS
TH-232	NFY	KUR	2.9 ⁶		YK 2(29) 70	78	LBØV. KE ØF FRAGS, TERN FISS
TH-232	NFY	KUR	1.4 ⁷		YK 2(29) 70	78	LBØV. KE ØF FRAGS, TERN FISS
TH-232	NFY	KUR	1.4 ⁷		YK 2(29) 70	78	LBØV. TERN FISS, YLD, TBL
TH-232	NFY	KUR			YK 2(29) 70	78	LBØV. TERN FISS, YLD, TBL
U-233	NFY	KUR	3		YK 2(29) 70	78	LBØV. TERN FISS, YLD, TBL
U-235	NFY	KUR	THR		YK 2(29) 70	78	LBØV. TERN FISS, YLD, TBL
U-233	NFY	KUR	3.3 ⁵		YK 2(29) 70	78	LBØV. TERN FISS, YLD, TBL
U-233	NFY	KUR	6.9 ⁵		YK 2(29) 70	78	LBØV. TERN FISS, YLD, TBL
U-233	NFY	KUR	1.2 ⁶		YK 2(29) 70	78	LBØV. TERN FISS, YLD, TBL
U-233	NFY	KUR	2.0 ⁶		YK 2(29) 70	78	LBØV. TERN FISS, YLD, TBL
U-233	NFY	KUR	1.4 ⁷		YK 2(29) 70	78	LBØV. TERN FISS, YLD, TBL
U-233	NFY	KUR	THR		YK 2(29) 70	78	LBØV. TERN FISS, YLD, TBL
U-233	NFY	KUR	THR		YK 2(29) 70	78	LBØV. KE ØF FRAGS, TERN FISS
U-235	NFY	KUR	THR		YK 2(29) 70	78	LBØV. KE ØF FRAGS, TERN FISS
U-235	NFY	KUR	3		YK 2(29) 70	78	LBØV. TERN FISS, YLD, TBL
U-235	NFY	KUR	3.3 ⁵		YK 2(29) 70	78	LBØV. TERN FISS, YLD, TBL
U-235	NFY	KUR	1.0 ⁶		YK 2(29) 70	78	LBØV. TERN FISS, YLD, TBL
U-235	NFY	KUR	1.2 ⁶		YK 2(29) 70	78	LBØV. TERN FISS, YLD, TBL
U-235	NFY	KUR	2.5 ⁶		YK 2(29) 70	78	LBØV. TERN FISS, YLD, TBL
U-235	NFY	KUR	3.0 ⁶		YK 2(29) 70	78	LBØV. TERN FISS, YLD, TBL
U-235	NFY	KUR	1.4 ⁷		YK 2(29) 70	78	LBØV. TERN FISS, YLD, TBL
U-235	ALP	IJE	1.0 ²	1.0 ⁶	YK 2(29) 17	78	KØN'SHIN+.ALPHA(NEUT-E), TBL
U-235	RIP	IJE	3		YK 2(29) 17	78	KØN'SHIN+.VALUEGVN, TBL, MANY REFS
U-235	NG	KUR	2.1 ⁻¹	1.0 ²	YK 2(29) 2	78	TEBIN+.SIG, GROUP CØNST, TBL
U-235	NF	KUR	2.1 ⁻¹	1.0 ²	YK 2(29) 2	78	TEBIN+.SIG, GROUP CØNST, TBL
U-235	TØT	KUR	2.1 ⁻¹	1.0 ²	YK 2(29) 2	78	TEBIN+.SIG, GROUP CØNST, TBL
CR	DIN	FBI	9.0 ⁶	1.4 ⁷	YK 2(29) 7	78	BYCHKOV+.GRAPH
FE	DIN	FBI	9.0 ⁶	1.4 ⁷	YK 2(29) 7	78	BYCHKOV+.GRAPH
FE-56	N2N	FBI	TR	1.5 ⁷	YK 2(29) 7	78	BYCHKOV+.GRAPH
CU	DIN	FBI	1.4 ⁷		YK 2(29) 7	78	BYCHKOV+.GRAPH

ISOTOPE	QUANTITY	INSTITUTE	MIN ENERGY	MAX ENERGY (eV)	REFERENCE	DATE	FIRST AUTHOR, COMMENTS
CU	N2N	FEI	TR	1.5 ⁷	YK 2(29)	78	BYCHKØV+.GRAPH
NB-93	N2N	FEI	TR	1.5 ⁷	YK 2(29)	78	BYCHKØV+.GRAPH
Nb	DIN	FEI	1.4 ⁷		YK 2(29)	78	BYCHKØV+.GRAPH
IN	DIN	FEI	1.4 ⁷		YK 2(29)	7 78	BYCHKØV+.GRAPH
ND-144	N2N	FEI	TR	1.5 ⁷	YK 2(29)	7 78	BYCHKØV+.GRAPH
SM-148	N2N	FEI	TR	1.5 ⁷	YK 2(29)	7 78	BYCHKØV+.GRAPH
TA	DIN	FEI	1.4 ⁷		YK 2(29)	7 78	BYCHKØV+.GRAPH
TA-181	N2N	FEI	TR	1.5 ⁷	YK 2(29)	7 78	BYCHKØV+.GRAPH
AU-197	N2N	FEI	TR	1.5 ⁷	YK 2(29)	7 78	BYCHKØV+.GRAPH
U-238	GF	KUR	2.8 ⁷		YK 2(29)	70 78	LBØV.FRAGS
U-238	NFY	KUR	2.9 ⁶		YK 2(29)	70 78	LBØV.KE ØF FRAGS,TERN FISS
U-238	NG	KUR	2.1 ⁻¹	4.6 ²	YK 2(29)	70 78	TEBIN+.SIG,GRØUP CØNST,TBL
U-238	TØT	KUR	2.1 ⁻¹	4.6 ²	YK 2(29)	70 78	TEBIN+.SIG,GRØUP CØNST,TBL
U-238	NFY	KUR	2.5 ⁶	2.9 ⁶	YK 2(29)	70 78	LBØV.TERN FISS,YLD,TBL
U-238	NFY	KUR	1.4 ⁷		YK 2(29)	70 78	LBØV.TERN FISS,YLD,TBL
Np-237	NFY	KUR	1.4 ⁷		YK 2(29)	70 78	LBØV.TERN FISS,YLD,TBL
Pu-238	NFY	KUR	SPØN		YK 2(29)	70 78	LBØV.TERN FISS,YLD,TBL
Pu-239	NFY	KUR	3		YK 2(29)	70 78	LBØV.TERN FISS,YLD,TBL
Pu-239	NFY	KUR	3.3 ⁵		YK 2(29)	70 78	LBØV.TERN FISS,YLD,TBL
Pu-239	NFY	KUR	6.9 ⁵		YK 2(29)	70 78	LBØV.TERN FISS,YLD,TBL
Pu-239	NFY	KUR	1.0 ⁶		YK 2(29)	70 78	LBØV.TERN FISS,YLD,TBL
Pu-239	NFY	KUR	2.0 ⁶		YK 2(29)	70 78	LBØV.TERN FISS,YLD,TBL
Pu-239	NG	KUR	2.1 ⁻¹	4.6 ²	YK 2(29)	2 78	TEBIN+.SIG,GRØUP CØNST,TBL
Pu-239	NF	KUR	2.1 ⁻¹	4.6 ²	YK 2(29)	2 78	TEBIN+.SIG,GRØUP CØNST,TBL
Pu-239	TØT	KUR	2.1 ⁻¹	4.6 ²	YK 2(29)	2 78	TEBIN+.SIG,GRØUP CØNST,TBL
Pu-239	NFY	KUR	THR		YK 2(29)	70 78	LBØV.KE ØF FRAGS,TERN FISS
Pu-239	NFY	KUR	THR		YK 2(29)	70 78	LBØV.KE ØF FRAGS,TERN FISS
Pu-239	NFY	KUR	THR		YK 2(29)	70 78	LBØV.TERN FISS,YLD,TBL
Pu-239	GF	KUR	2.8 ⁷		YK 2(29)	70 78	LBØV.FRAGS
Pu-240	NG	KUR	2.1 ⁻¹		YK 2(29)	2 78	TEBIN+.SIG,GRØUP CØNST,TBL
Pu-240	TØT	KUR	2.1 ⁻¹		YK 2(29)	2 78	TEBIN+.SIG,GRØUP CØNST,TBL
Pu-240	NFY	KUR	SPØN		YK 2(29)	70 78	LBØV.TERN FISS,YLD,TBL
Pu-241	NFY	KUR	THR		YK 2(29)	70 78	LBØV.KE ØF FRAGS,TERN FISS
Pu-241	NFY	KUR	THR		YK 2(29)	70 78	LBØV.TERN FISS,YLD,TBL
Pu-242	NFY	KUR	SPØN		YK 2(29)	70 78	LBØV.TERN FISS,YLD,TBL
AM-241	NFY	KUR			YK 2(29)	70 78	LBØV.TERN FISS,YLD,TBL
CM-242	NFY	KUR	SPØN		YK 2(29)	70 78	LBØV.TERN FISS,YLD,TBL
CM-244	NFY	KUR	SPØN		YK 2(29)	70 78	LBØV.TERN FISS,YLD,TBL
CF-252	NFY	KUR	SPØN		YK 2(29)	70 78	LBØV.TERN FISS,YLD,TBL
CF-252	NFY	KUR	SPØN		YK 2(29)	70 78	LBØV.KE ØF FRAGS,TERN FISS
CF-252	NFY	KUR	SPØN		YK 2(29)	70 78	LBØV.KE ØF FRAGS,TERN FISS

Редактор А.М.Кравцова
Технический редактор С.И.Халиллулина
Корректоры: Г.С.Бабькина, Г.Н.Белашова, Е.М.Спиридонова

Подписано в печать 30.06.78 Т12920 Формат 60x84 1/8 Офсетн.печ.
Усл.печ.л. 11,62 Уч.-изд.л. 10,2 Тираж 338 экз. Зак.тип.№ 852
Индекс 3619 9 статей

Отпечатано в ЦНИИатоминформе
119146, Москва, Г-146, аб/ящ 584

УДК 539.172.4

РАСЧЕТ НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ ПО ОЦЕНЕННЫМ РЕЗОНАНСНЫМ ПАРАМЕТРАМ. Тебин В.В., Юркевич М.С. - "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы", 1978, вып.2 (29), с. 2-7.

Описывается библиотека резонансных параметров и программа SPDS, которая позволяет получить нейтронные сечения в области разрешенных резонансов. Расчет проводится строго по формализму, использованному при оценке резонансных параметров. Для основных делящихся изотопов проведено сравнение оценок различных авторов по групповым сечениям (табл.4, список лит. - 16 назв.).

УДК 539.172.4

РАСЧЕТЫ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИИ ($n, 2n$) И СПЕКТРОВ НЕУПРУГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ В ОБЛАСТИ МАССОВЫХ ЧИСЕЛ 50-200. Бычков В.М., Пашенко А.Б., Пляскин В.И. - "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы", 1978, вып.2 (29), с. 7-16.

Проведены расчеты спектров неупруго рассеянных нейтронов и сечений реакции ($n, 2n$) при начальной энергии нейтронов от 7 до 15 МэВ в рамках статистической теории и модели предравновесного распада. Показана необходимость учета конкуренции канала ($n, n'\gamma$) при расчете сечения реакции ($n, 2n$). Проведено сравнение результатов расчета с имеющимися экспериментальными данными. Наилучшее согласие с экспериментом получено при введении "обратного смещения" в эффективной энергии возбуждения при расчете плотности уровней по модели ферми-газа (рис.12, список лит. - 16 назв.).

УДК 539.173.8

ОЦЕНКА $d(^{235}\text{U})$ В ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ОБЛАСТИ 0,1-1000 кэВ.-Коньшин В.А., Харков В.Ф., Суховицкий Е.Ш. - "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы", 1978, вып.2 (29), с. 17-36.

Проводится оценка d -параметра ^{235}U с учетом корреляции между парциальными ошибками различных экспериментов. В оценку включены все данные по $d(^{235}\text{U})$ в интервале энергий 0,1-1000 кэВ, опубликованные до середины 1977 г. (табл.12, список лит. - 20 назв.).

УДК 539.17.013

УЧЕТ ФУНКЦИИ РАЗРЕШЕНИЯ В РЕЗОНАНСНОМ АНАЛИЗЕ НА ОСНОВЕ ПРИБЛИЖЕНИЯ ПАДЕ. Виноградов В.Н., Гай Е.В., Работнов Н.С. - "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы", 1978, вып.2 (29), с.37-41.

Предлагается метод решения интегрального уравнения Фредгольма первого рода с разностным ядром применительно к задаче восстановления энергетической зависимости сечения ядерной реакции, измеренной с известной функцией разрешения.

Метод основан на дробно-рациональной аппроксимации измеренной функции и функции разрешения (ядра уравнения) с последующим аналитическим выполнением преобразования Фурье и его обращением с использованием Z-преобразования. Приводятся примеры решения этим методом модельных задач (рис.2, табл.1, список лит. - 6 назв.).

УДК 621.039.51

ОБ УЧТЕ АНИЗОТРОПИИ РАССЕЙЯНИЯ ПРИ РАСЧЕТЕ КОНСТАНТ МНОГОГРУППОВОГО УРАВНЕНИЯ ПЕРЕНОСА НЕЙТРОНОВ. Николаев М.Н., Савоськин М.М. - "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы", 1978, вып. 2 (29), с.41-54.

При усреднении по групповым энергетическим интервалам обычно используется оценка резонансной структуры нейтронного спектра, полученная в пренебрежении анизотропией рассеяния, сопровождающегося большой потерей энергии. В настоящей работе выявлено сколь сильно это приближение сказывается на величине групповых констант и каково влияние неточностей на макроскопические характеристики тех реакторных систем, в которых этот эффект наиболее существен. Исследован также вопрос о погрешностях, связанных с пренебрежением при усреднении констант анизотропией упругого рассеяния на средних и тяжелых ядрах (рис.2, табл.7, список лит. - 8 назв.).

УДК 629.039.51

ОЦЕНКА ЭКОНОМИИ ВОДЯНОГО И КАДМИЙ-ВОДЯНОГО ОТРАЖАТЕЛЕЙ ДЛЯ ГОМОГЕННЫХ УРАН-ВОДНЫХ СИСТЕМ. Гурин В.Н., Миронович Ю.Н., Поплавко А.М. - "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы", 1978, вып. 2 (29), с.55-56.

В работе делается оценка экономии водяного и кадмий-водяного отражателей для сферических реакторов, активная зона которых состоит из гомогенной смеси урана высокого обогащения с водой. Отношение ядер ρ_1/ρ_2 изменяется от 0 до 1500. Приводятся производные $(\Delta R/R)/(\Delta K/K)$ для реакторов без отражателя, с водяным и кадмий-водяным отражателями (рис.2, табл.1, список лит. - 7 назв.).

УДК 621.039.51

АНАЛИЗ ДВУХЗОННЫХ РАЗМНОЖАЮЩИХ СИСТЕМ В ДИФФУЗИОННОМ ПРИБЛИЖЕНИИ. Васильев Ю.Ю., Гурин В.Н. - "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы", 1978, вып.2 (29), с.57-61.

Анализируется применимость диффузионного приближения для определения критических параметров размножающих систем методом подкритической вставки. Результаты вычисления критических параметров в 21-групповом S_8 -приближении использованы в качестве экспериментальных данных. Рассмотрены композиции из механической смеси двуокиси урана (90%-ного обогащения) с водой.

Точность метода подкритической вставки оценивается сравнением с результатами вычислений в S_8 -приближении (табл.2, список лит. - 9 назв.).

УДК 621.039.51

НАЧАЛЬНЫЕ УСЛОВИЯ В ОСЦИЛЛЯТОРНОМ МЕТОДЕ ИЗМЕРЕНИЯ ВОЗМУЩЕНИЙ РЕАКТИВНОСТИ. Козловцев В.Г. - "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы", 1978, вып.2 (29), с.61-70.

В работе приведен алгоритм трансформации экспериментальных данных, характеризующих изменение нейтронного потока в реакторе во временной ход реактивности и рассмотрены вопросы начальных условий применительно к измерению возмущений реактивности глобальным реакторным осциллятором (рис.6, список лит. - 10 назв.).

УДК

ВЫХОДЫ И ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОДУКТОВ ТРОЙНОГО ДЕЛЕНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР. Лбов А.А. - "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы", 1978, вып.2 (29), с.70-90.

Обобщены и систематизированы экспериментальные данные по выходам и некоторым другим характеристикам продуктов тройного деления тяжелых ядер ($Z \geq 90$) нейтронами, при фотоделении и спонтанном делении. Работа рассчитана на научных работников, занятых в области ядерной физики и атомной техники (табл.4, список лит. - 155 назв.).