

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:
Ядерные константы

ВЫПУСК

2

1988

Сборник подготовлен Физико-энергетическим институтом
и Комиссией по ядерным данным

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Главный редактор О.Д. КАЗАЧКОВСКИЙ

НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

Зам. главного редактора Б.Д. КУЗЬМИНОВ

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

КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА
И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Зам. главного редактора Ф.Е. ЧУКРЕЕВ

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

ЯДЕРНО-РЕАКТОРНЫЕ ДАННЫЕ

Зам. главного редактора М.Н. НИКОЛАЕВ

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

Ответственный секретарь В.В. Возяков

© Центральный научно-исследовательский институт
информации и технико-экономических исследований
по атомной науке и технике (ЦНИИатоминформ), 1988

ТАЛОН ОБРАТНОЙ СВЯЗИ
по оценке использования статей научно-технического сборника "Вопросы атомной науки и техники", серия Ядерные константы. Выпуск 2.

№№	Наименование статей	Использована		Не использована		
		в разработках	для обшего ознакомления	не соответствует тематике работ	не содержит новых прогрессивных решений	информация опоздала

Ядерно-реакторные данные

Маневич Л.Г., Немировский П.Э., Одкевич М.С. Расчет интегральных характеристик запаздывающих нейтронов. Часть 1. Полный выход нейтронов

Маневич Л.Г., Немировский П.Э., Одкевич М.С. Расчет интегральных характеристик запаздывающих нейтронов. Часть 2. Групповые константы и реактивность

Бадалов А.Ф., Копейкин В.И. Энерговыделение в ядерном реакторе на один акт деления урана и плутония

Трыков Л.А., Колеватов Ю.И., Семенов В.П. Аномалии в прохождении γ -излучения источника ^{60}Co через свинец, висмут и уран

Дулин В.А. Об оценке экспериментов по возмущению критичности реакторов

Шимкевич И.Ю. Об оптимальном использовании геометрического "расщепления" при многогрупповых расчетах водородсодержащей защиты методом Монте-Карло

Кулик В.В. Нейтронные параметры процесса замедления с учетом неупругого рассеяния

Бондаренко И.М., Забродская А.С., Кривцов А.С., Николаев М.Н. Расчет керма-факторов с использованием библиотек оцененных нейтронных данных

Нейтронные константы и параметры

Корнилов Н.В., Говердовский А.А. Свойства мишеней и ядерные данные

Филатенков А.А., Блинов М.В., Чуваев С.В., Саидгареев В.М. Сечения образования γ -квантов при взаимодействии нейтронов с энергией 3 МэВ с ядрами ^{232}Th , ^{235}U и ^{238}U

Константы и параметры структуры ядра и ядерных реакций

Шестопалова С.А. Рекомендованные справочные данные энергетических нормалей третьего порядка в области рентгеновского и γ -излучений

" " " 1988 г.

Начальник ОНТИ

Примечание. Талон заполняется в 30-дневный срок после получения сборника и направляется в адрес ЦНИИатоминформа (127434, Москва, а/я 971)

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

Серия: ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ

Научно-технический сборник

Выпуск 2

ЯДЕРНО-РЕАКТОРНЫЕ ДАННЫЕ НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Москва

Издается с 1971 г.

1988

СОДЕРЖАНИЕ

Ядерно-реакторные данные

Маневич Л.Г., Немировский П.Э., Оджевич М.С. Расчет интегральных характеристик запаздывающих нейтронов. Часть 1. Полный выход нейтронов.....	3
Маневич Л.Г., Немировский П.Э., Оджевич М.С. Расчет интегральных характеристик запаздывающих нейтронов. Часть 2. Групповые константы и реактивность	13
Бадалов А.Ф., Копейкин В.И. Энерговыделение в ядерном реакторе на один акт деления урана и плутония	22
Трыков Л.А., Колеватов В.И., Семенов В.П. Аномалии в прохождении γ -излучения источника ^{60}Co через свинец, висмут и уран	26
Дулин В.А. Об оценке экспериментов по возмущению критичности реакторов	33
Шимкевич И.Д. Об оптимальном использовании геометрического "расщепления" при многогрупповых расчетах водородсодержащей защиты методом Монте- Карло	39
Кулик В.В. Нейтронные параметры процесса замедления с учетом неупругого рассеяния	44
Бондаренко И.М., Забродская А.С., Кривцов А.С., Николаев М.Н. Расчет керма-факторов с использованием библиотек обменных нейтронных данных	49

Нейтронные константы и параметры

Корнилов Н.В., Говердовский А.А.	
Свойства мишеней и ядерные данные	52
Филатенков А.А., Блинов М.В., Чуваев С.В., Саидгареев В.М.	
Сечения образования γ -квантов при взаимодействии нейтронов с энергией 3 МэВ с ядрами ^{232}Th , ^{235}U и ^{238}U	56

Константы и параметры структуры ядра
и ядерных реакций

Шестопалова С.А.	
Рекомендованные справочные данные энергетических нормалей третьего порядка в области рентгеновского и γ -излучений	60
Библиографический индекс работ, помещенных в настоящем выпуске, в Международной системе СИИДА	69

ЯДЕРНО-РЕАКТОРНЫЕ ДАННЫЕ

УДК 621.039

РАСЧЕТ ИНТЕГРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ

Часть I. Полный выход нейтронов

Л. Г. Маневич, П. Э. Немировский, М. С. Юдкевич

CALCULATION OF INTEGRAL DELAYED NEUTRONS PROPERTIES. PART 1. TOTAL DELAYED NEUTRON YIELD. The total delayed neutron yield has been derived from the nuclear data and fission yields of the individual precursors. The agreement with the experimental measurements is acceptable for the cases 25 fissionable nuclides.

В настоящее время при анализе кинетики реакторов используются данные о характеристиках запаздывающих нейтронов, полученные по результатам макроскопических экспериментов. Между тем накоплена достаточно полная информация об осколках деления, испускающих запаздывающие нейтроны. Неисследованные ядра вносят малый вклад, который можно оценить на основе теоретических соображений и систематики. Это позволяет определять интегральные характеристики запаздывающих нейтронов как сумму вклада в них отдельных ядер. Не исключено, что такой микроскопический подход может обеспечить более высокую точность, чем традиционный макроскопический.

В данной работе проводится расчет полного выхода запаздывающих нейтронов при делении ν_d . Эта величина измерена с точностью 5-10% практически для всех делящихся ядер при различной энергии нейтронов, вызывающих деление. Сравнение рассчитанного и измеренного значений ν_d позволяет судить о достоверности использованных при расчете данных и сделанных допущениях. В случае хорошего согласия эти данные можно использовать для вычисления и других интегральных характеристик запаздывающих нейтронов.

Значение ν_d получено при делении на тепловых нейтронах $^{233,235}\text{U}$, $^{239,241}\text{Pu}$ и делении на спектре деления ^{232}Th , $^{235,238}\text{U}$, ^{239}Pu ; с несколько меньшей точностью оно получено при делении $^{233,236}\text{U}$, ^{237}Np , $^{240,241,242}\text{Pu}$ на быстрых нейтронах и ^{232}Th , $^{233,235,238}\text{U}$ и ^{239}Pu на нейтронах с энергией 14 МэВ. Оценочные расчеты ν_d проведены для экзотических ядер ^{229}Th , ^{238}Pu , ^{241}Am , $^{243,244,245,247}\text{Cm}$. Расчет выхода ν_d проводился и ранее [1-4], однако полученные в этих работах значения сильно расходятся с результатами измерения даже для наиболее изученных делящихся изотопов. Задача расчета ν_d сводится к оценке вероятности испускания нейтрона при распаде ядер-осколков деления P_n и кумулятивного выхода осколков q . В настоящей работе приведены оцененные значения P_n для III нуклидов и их выход q при делении основных делящихся нуклидов.

Оценка доли запаздывающих нейтронов на распад нуклида. Все излучатели запаздывающих нейтронов следует разбить на две группы: экспериментально исследованные осколки, для которых определена вероятность распада с испусканием нейтрона P_n , и неисследованные осколки, для оценки которых приходится прибегать к систематике.

В 1977 г. Г. Рудстам опубликовал сводку экспериментальных данных [5] о вероятности P_n для 45 ядер. Позднее он же опубликовал новый обзор, на этот раз для 65 осколков [6]. Дополнительная информация имеется в работах [7-9].

Таким образом, в работе [6] приведены данные о вероятности P_n для 65 излучателей, однако для нуклидов $^{97,98}\text{Y}$, $^{97,98}\text{Sr}$, а также бария и лантана отмечается недостоверность приводимых результатов. По нашим оценкам, ^{147}Ba вообще не должен испускать запаздывающих нейтронов. В настоящее время появились данные [9], которые опровергают результаты работы [6] для указанных выше нуклидов. Согласно данным работы [9], вклад бария и лантана так мал, что им можно пренебречь. Это и было сделано в настоящей работе. Наши предположения о величинах P_n для стронция и иттрия ма-

ло расходятся с данными работы [9]. Таким образом, группа известных нуклидов-излучателей содержит 59 ядер [6], к ним добавляются еще 2 ядра из работы [9].

По данным указанных выше работ была проведена оценка вероятности P_n некоторых нуклидов. Для излучателей с несколькими измерениями проводилось усреднение с весом обратно пропорционально квадрату погрешности. Если измерения не согласовались в пределах заявленных ошибок, предпочтение отдавалось более новым данным. Результат оценки величины P_n представлен в табл. I. Кроме данных этой таблицы можно указать на работу [12], где приведены значения P_n 97 ядер (для 41 ядра оценка сделана на основе теоретических соображений).

Таблица I

Значения P_n для исследованных излучателей, %

Нуклид	Данные работ			Нуклид	Данные работ		
	настоящей	[10]	[11]		настоящей	[10]	[11]
⁷⁹ Ga	0,098±0,01	0,098±0,01	0,100	⁹⁹ Y	1,2±0,8	1,2±0,8	1,3
⁸⁰ Ga	0,84±0,06	0,084±0,06	0,86	^{127m} In	0,68±0,2	0,68±0,06	0,69
⁸¹ Ga	12±0,9	12±0,9	12,2	^{127g} In	0,04±0,04	—	—
⁸² Ga	21,4±2,2	21,4±2,2	21,6	¹²⁸ In	0,059±0,008	0,059	0,060
⁸³ Ga	43±7	43±7	43,9	^{129m} In	2,5±0,5	2,5±0,5	3,0
⁸⁴ As	0,13±0,05	0,09±0,05	0,078	^{129g} In	0,25	0,25±0,05	0,25
⁸⁵ As	22,7±8	53±18	22	¹³⁰ In	1,40±0,09	1,4±0,09	1,39
⁸⁶ As	6,2±3	12±3	10,5	¹³¹ In	1,72±0,23	1,72±0,23	1,61
⁸⁷ As	44±15	44	44	¹³² In	4,2±0,9	4,2±0,9	4,1
⁸⁷ Se	0,18±0,03	0,19±0,03	0,18	¹³⁴ Sn	17±7	17±7	18
⁸⁸ Se	0,15	0,6±0,3	0,96	¹³⁴ Sb	0,114±0,006	0,112±0,009	0,117
⁸⁹ Se	4±1,0	5±1,5	7,5	¹³⁵ Sb	15,5±1,0	16,4±1,8	20,8
⁹¹ Se	21±8	21±8	21	¹³⁶ Sb	23±7	23±8	23
⁸⁷ Br	2,512±0,15	2,48±0,11	2,58	¹³⁶ Te	0,9±0,3	0,9±0,4	1,14
⁸⁸ Br	6,817±0,3	6,6±0,3	6,35	¹³⁷ Te	2,2±0,5	2,5±0,5	2,7
⁸⁹ Br	13,6±0,9	14,0±0,7	14,2	¹³⁸ Te	5,6±2,0	6,3±2,1	6,7
⁹⁰ Br	23,4±1,5	23,5±1,4	24,9	¹³⁷ I	6,4±0,3	6,5±0,3	7,1
⁹¹ Br	15,2±4	19,2±1,3	18,3	¹³⁸ I	5,1±0,5	5,3±0,4	5,5
⁹² Br	20,0±7	22±6	—	¹³⁹ I	9,7±0,6	9,8±0,5	9,9
⁹² Kr	0,033±0,033	0,033±0,003	0,031	¹⁴⁰ I	9,3±0,6	9,2±0,5	9,4
⁹³ Kr	1,9±0,14	1,96±0,14	1,93	¹⁴¹ I	22,1±3	21,2±3	21,7
⁹⁴ Kr	2,2±1,0	5,7±2,2	6,1	¹⁴¹ Xe	0,043±0,005	0,044±0,005	0,041
⁹² Rb	0,012±0,001	0,0108±0,0007	0,0100	¹⁴² Xe	0,406±0,04	0,42±0,04	0,39
⁹³ Rb	1,44±0,06	1,31±0,06	1,36	¹⁴¹ Cs	0,036±0,002	0,029±0,002	0,034
⁹⁴ Rb	10,4±0,6	9,9±0,3	10,2	¹⁴² Cs	0,099±0,005	0,093±0,006	0,096
⁹⁵ Rb	8,8±0,5	8,5±0,3	8,6	¹⁴³ Cs	1,69±0,1	1,61±0,08	1,63
⁹⁶ Rb	14,4±0,7	13,3±0,5	14,2	¹⁴⁴ Cs	2,86±0,2	3,1±0,3	3,17
⁹⁷ Rb	29±6	25,1±1,3	26,9	¹⁴⁵ Cs	14,3±1,0	13,6±1,0	13,4
⁹⁸ Rb	15±1	15,1±1,2	13,4	¹⁴⁶ Cs	13,4±0,8	13,3±0,6	13,4
⁹⁹ Rb	13,4±3	15±3	13,4	¹⁴⁷ Cs	25,4±3,2	25,4±3,2	26,2
⁹⁹ Sr	2,5±2	3,4	3,6				

Между различными оценками в основном наблюдается согласие. Сильно отличается только оценка ⁸⁵As; в работе [6] приводится значение $P_n = (53 \pm 18)\%$. Такой большой процент распадов в непрерывный спектр для ⁸⁵As с теоретической точки зрения маловероятен, так как энергия связи нейтрона в дочернем ядре ⁸⁵Se составляет 4,75 МэВ и число дискретных уровней в этом интервале велико. Значение $P_n = 53\%$ находится в противоречии с измерениями работы [13], в которой получено $P_n = (22 \pm 8)\%$. Мы полагаем, что данные работы [6] для ⁸⁵As ошибочны.

Наряду с исследованными излучателями запаздывающих нейтронов существует большое число неисследованных. В работе [3] рассмотрено 248 таких излучателей с $25 \leq Z \leq 61$. Большинство из них обладает ничтожным выходом, но около 50 нуклидов могут внести вклад при определении ν_d .

Испускание запаздывающих нейтронов происходит, если энергия β -распада материнского ядра больше энергии связи нейтрона в дочернем ядре, т.е. если $E_\beta(Z, A) > E_n(Z+1, A)$. При этом β -распад может происходить в состоянии непрерывного спектра дочернего ядра с последующим испусканием запаздывающих нейтронов. Оценку энергий E_β и E_n можно сделать, воспользовавшись данными работы [14], с точностью 0,5 МэВ или несколько лучше.

Для галлия, мышьяка, селена, брома, рубидия, йода и других нуклидов с известными излучателями запаздывающих нейтронов разность $E_\beta - E_n$ больше нуля для нуклидов с числом нуклонов N_0 , для которого при $N < N_0$ величина $P_n = 0$, а при $N \geq N_0$ значение $P_n > 0$ находится в согласии с экспериментом. Из наших оценок разности энергий $E_\beta - E_n$ для германия, стронция, иттрия, циркония, ниобия, молибдена, технеция, бария, лантана следует, что они являются излучателями запаздывающих нейтронов.

Для оценки вероятности P_n обычно применяют формулу [15]

$$P_n = C \left(\frac{E_\beta - E_n}{E_\beta - \delta} \right)^{4,35}, \quad (I)$$

где C - константа, равная 125; δ - константа, равная 0 при $N_{\text{ЧЕТ}}, Z_{\text{ЧЕТ}}$, $\delta = 13/A^{1/2}$ при $A_{\text{НЕЧ}}$, $\delta = 26/A^{1/2}$ при $N_{\text{НЕЧ}}, Z_{\text{НЕЧ}}$. Выражение (I) не имеет убедительного теоретического обоснования и для ядер с известным P_n не дает хорошего результата. Поэтому были рассмотрены минимальные и максимальные оценки P_n , следующие из выражения (I) исходя из двух положений:

1. При распаде ядер с $Z_{\text{ЧЕТ}}$ величина P_n на порядок меньше, чем для ядер с $Z_{\text{НЕЧ}}$ при таком же отношении Z/A ;

2. В ядрах с основным состоянием $(9/2)^+$ (нуклиды ниобия, технеция) распад с вылетом запаздывающих нейтронов затруднен, так как в непрерывном спектре дочернего ядра мало уровней с большим спином из-за большого центробежного барьера.

В табл.2 приведены полученные оценки и их сравнение с данными работы [3]. Следует отметить, что расчеты в этой работе проводились, на наш взгляд, с недостоверными экспериментальными значениями P_n для $^{97,98}\text{Sr}$, ^{98}Y , $^{147,148}\text{Ba}$. Действительно, новые данные позволили получить [9,16] другие значения P_n для указанных выше нуклидов (в частности, отказаться от очень больших P_n для ^{98}Y и $^{147,148}\text{Ba}$). В работе [9] приводятся следующие величины P_n , %: ^{98}Sr -0,18, ^{98}Y -0,23, ^{99}Sr -0,31, ^{99}Y -0,96, $^{147,148}\text{Ba}$ -0,03.

Таблица 2

Оценки P_n для неисследованных излучателей, %

Нуклид	Данные работ			Нуклид	Данные работ		
	Минимальная оценка настоящей работы	[3]	Максимальная оценка настоящей работы		Минимальная оценка настоящей работы	[3]	Максимальная оценка настоящей работы
^{79}Zn	1,0	1,1	2,0	^{96}Kr	15	-	30
^{83}Ge	0,1	0,17	0,4	^{97}Sr	0,2	0,27	0,3
^{84}Ge	5	10	5	^{98}Sr	0,3	0,36	1,0
^{85}Ge	10	20	25	^{100}Sr	3	5,6	10
^{86}Ge	15	22	30	^{101}Sr	10	-	15
^{88}As	10	-	30	^{97}Y	0,06	0,33	1,6
^{89}As	30	-	50	^{98}Y	0,7	0,54	1,0
^{90}Se	5	11	15	^{100}Y	2	5,5	5,5
^{93}Br	25	41	25	^{101}Y	1,1	-	6
^{94}Br	40	-	50	^{102}Y	4	-	15
^{95}Kr	7	9,5	12	^{103}Y	15	-	30

Нуклид	Данные работ			Нуклид	Данные работ		
	Минимальная оценка на- стоящей работы	[3]	Максимальная оценка на- стоящей работы		Минимальная оценка на- стоящей работы	[3]	Максимальная оценка на- стоящей работы
^{104}Y	20	-	50	^{112}Tc	20	-	30
^{104}Zr	0	0,11	0	^{128}Cd	0,1	0,1	0,2
^{105}Zr	0,05	1,4	1,0	^{133}Sn	0,02	0,02	0,03
^{103}Nb	0,13	0,13	0,2	^{135}Sn	8,6	8,6	25
^{104}Nb	0,56	0,71	1,0	^{137}Sb	15	20	30
^{105}Nb	1,7	2,9	3,5	^{138}Te	6	6,3	10
^{106}Nb	3,5	5,5	8,0	^{140}Te	15	-	20
^{107}Nb	10	-	20	^{142}I	20	16	40
^{109}Mo	0	0,53	0	^{143}I	25	18	45
^{110}Mo	0,1	1,3	1,0	^{143}Xe	1,2	1,2	2,0
^{111}Mo	0,5	-	3,0	^{144}Xe	2	0,73	2,5
^{109}Tc	0,5	1,7	2,3	^{147}Ba	0	5,2	0
^{110}Tc	10	3,1	20	^{148}Ba	0,2	23,9	0,5
^{111}Tc	15	-	20	^{147}La	0,1	5	0,5

Во всех последующих расчетах использована минимальная оценка из табл.2. Согласие выхода ν_d с экспериментом при этом получается удовлетворительным. Учет данных работы [17] для стронция и иттрия может привести к некоторому уменьшению выхода ν_d .

Выход излучателей при делении. Кумулятивный выход Q осколков-излучателей запаздывающих нейтронов известен с хорошей точностью при делении ^{235}U , ^{239}Pu и ^{233}U на тепловых нейтронах (главным образом, для осколков с $T_{1/2} > 1$ с) и со значительным выходом. Достаточно точные данные о делении на нейтронах спектра деления имеются по ^{232}Th , ^{235}U и ^{238}U . Данные о делении других ядер ограничены, поэтому приходится прибегать к оценкам, исходя из измеренного с хорошей точностью распределения осколков по массам. При известном распределении по массам зарядовое распределение для данной конкретной массы получают на основе следующих соображений:

1. Распределение по заряду для данного значения A является гауссовым, т.е.

$$f(Z) = a \exp \left[-\frac{(Z - Z_0)^2}{b^2} \right], \quad (2)$$

где a - нормировочная константа; b определяется из экспериментальных данных (по ^{235}U для всех нуклидов, кроме ^{238}U и ^{232}Th , для которых эта константа определялась по ^{238}U).

2. Наиболее вероятный заряд Z_0 для данного значения A определяется для легкого осколка по формуле

$$Z_0^e = Z_f \frac{A_f}{A_f - (\nu - 1)} + \alpha, \quad (3)$$

где Z_f , A_f - заряд и массовое число ядра-мишени; ν - число вторичных нейтронов деления; α - постоянная смещения (при делении на тепловых нейтронах $\alpha \approx 0,5$). Для тяжелого осколка заряд $Z_0^h = Z_f - Z_0^e$.

3. Из эксперимента известно, что при делении $^{233}, ^{235}, ^{238}\text{U}$ выход осколков с четным числом Z несколько больше (около 15-20%) по сравнению с выходом, следующим из формулы (2), а выход с нечетным Z - ослаблен. Для тория и плутония этот эффект выражен менее резко.

Таким образом, мы несколько изменили распределение осколков, полученное в работе [17], в соответствии с имеющимися экспериментальными данными. Кроме того, для ^{232}Th , ^{238}U распределение осколков расширено для получения согласия с опытным значением выхода ν_d , так как при этом повысилось содержание нуклидов с большим нейтронным избытком, недостаточно точно определенным экспе-

риментально. Для ^{229}Th и $^{243,245,247}\text{Cm}$ при их делении тепловыми нейтронами и ^{241}Am при делении быстрыми нейтронами, для которых отсутствуют данные в работе [17], деление осколков было рассчитано по формулам (2)-(4).

Используя полученные вероятности P_n и выходы q_{Z_i} , получаем кумулятивный выход, который определяется как сумма индивидуального выхода данного излучателя при делении и выхода всех его β -предшественников за вычетом β -распадов с испусканием запаздывающих нейтронов:

$$q = \sum_{Z < Z_i} q_{Z_i} (1 - P_i) + q_{Z_i} \quad (4)$$

Расчет кумулятивного выхода проведен для всех делящихся нуклидов (см. далее). В табл.3 приведен кумулятивный выход осколков, дающих вклад в величину ν_d , при делении основных нуклидов теплового реактора.

Данные о делении нейтронов с энергией 14 МэВ не приводятся. Рост числа ν примерно на 2 (с 2,5 до 4,5) приводит к тому, что спектр осколков ^{235}U при энергии 14 МэВ в области максимумов близок к спектру осколков ^{235}U , а в области симметричного деления выход возрастает на 1,5-2 порядка.

Таблица 3

Кумулятивный выход излучателей на одно деление и погрешность к выходу при делении ^{235}U , $^{239,241}\text{Pu}$ тепловыми нейтронами и ^{238}U быстрыми нейтронами, %

Нуклид	^{235}U		^{238}U		^{239}Pu		^{241}Pu	
	q	Δq	q	Δq	q	Δq	q	Δq
^{79}Ga	$1,8 \cdot 10^{-2}$	20	$2,2 \cdot 10^{-2}$	20	$5,8 \cdot 10^{-3}$	20	$6 \cdot 10^{-3}$	40
^{80}Ga	$1,2 \cdot 10^{-2}$	20	$2,5 \cdot 10^{-2}$	20	$8,8 \cdot 10^{-3}$	30	$5 \cdot 10^{-3}$	40
^{81}Ga	$7,6 \cdot 10^{-3}$	30	$2,4 \cdot 10^{-2}$	20	$3,3 \cdot 10^{-3}$	40	$3 \cdot 10^{-3}$	50
^{82}Ga	$4,6 \cdot 10^{-3}$	40	$1,3 \cdot 10^{-2}$	30	-	-	$1,1 \cdot 10^{-3}$	50
^{84}Ge	$2,1 \cdot 10^{-2}$	30	0,125	20	$3 \cdot 10^{-3}$	30	$1,2 \cdot 10^{-2}$	50
^{85}Ge	$4 \cdot 10^{-3}$	40	0,031	50	-	-	$3 \cdot 10^{-3}$	50
^{84}As	$2,7 \cdot 10^{-1}$	5	0,556	10	0,1	10	0,13	30
^{85}As	0,156	5	0,302	40	$2,35 \cdot 10^{-2}$	10	$0,6 \cdot 10^{-2}$	30
^{86}As	$8,6 \cdot 10^{-2}$	10	0,25	50	$1,13 \cdot 10^{-2}$	10	$3,2 \cdot 10^{-2}$	30
^{87}As	$4,5 \cdot 10^{-2}$	30	0,111	50	$1,9 \cdot 10^{-3}$	50	$7 \cdot 10^{-2}$	30
^{88}As	$2,4 \cdot 10^{-2}$	50	$4 \cdot 10^{-2}$	50	-	-	$1 \cdot 10^{-3}$	50
^{87}Se	0,79	5	1,1	10	0,145	10	0,294	10
^{88}Se	0,435	15	0,907	10	$5,2 \cdot 10^{-2}$	10	0,125	20
^{89}Se	0,1	10	0,565	30	$6,5 \cdot 10^{-3}$	10	$3,6 \cdot 10^{-2}$	30
^{90}Se	$1 \cdot 10^{-2}$	30	0,175	50	-	-	$1,2 \cdot 10^{-2}$	50
^{87}Br	2,044	2	1,515	4	0,7	6	0,622	4
^{88}Br	1,913	6	1,88	25	0,532	6	0,593	8
^{89}Br	1,4	2,8	2,09	25	0,351	6	0,419	16
^{90}Br	0,62	8	1,48	30	0,105	8	0,25	8
^{91}Br	0,227	10	0,886	30	$1,71 \cdot 10^{-2}$	20	$9,2 \cdot 10^{-2}$	20
^{92}Br	$3,5 \cdot 10^{-2}$	15	0,302	50	$1,85 \cdot 10^{-2}$	20	$2,85 \cdot 10^{-2}$	30
^{93}Br	-	-	$7,7 \cdot 10^{-2}$	50	-	-	$4,8 \cdot 10^{-3}$	50
^{92}Kr	1,9	8,5	3,14	10	0,30	5	0,91	30
^{93}Kr	0,584	10	1,99	15	0,07	10	0,421	30
^{94}Kr	0,155	30	0,754	25	0,02	30	0,114	30
^{92}Rb	4,91	3	4,43	10	2,00	5	2,05	5
^{93}Rb	3,86	2	4,465	11	1,823	16	1,892	25
^{94}Rb	1,86	3	3,37	30	0,808	16	1,304	25
^{95}Rb	0,63	3	2,052	23	0,24	20	0,658	35

Продолжение табл.3

Нуклид	^{235}U		^{238}U		^{239}Pu		^{241}Pu	
	q	Δq	q	Δq	q	Δq	q	Δq
^{96}Rb	0,18	15	0,93	40	$4,7 \cdot 10^{-2}$	30	0,2	30
^{97}Rb	$7,8 \cdot 10^{-2}$	10	0,242	50	$6,2 \cdot 10^{-3}$	30	$4,4 \cdot 10^{-2}$	50
^{98}Rb	$3 \cdot 10^{-3}$	50	$4,7 \cdot 10^{-2}$	50	-	-	$6,6 \cdot 10^{-3}$	50
^{97}Sr	1,97	5	3,35	5	0,75	10	1,8	10
^{98}Sr	0,85	10	1,78	5	0,233	20	0,667	30
^{99}Sr	0,35	10	0,66	10	$3,6 \cdot 10^{-2}$	20	0,18	30
^{100}Sr	0,057	30	0,125	20	$7 \cdot 10^{-3}$	50	$5,3 \cdot 10^{-2}$	50
^{97}Y	5,3	3	5,28	4	3,83	3	4,16	5
^{98}Y	2,99	10	4,85	4	2,27	5	3,14	10
^{99}Y	2,43	5	3,7	4	1,2	5	2,165	20
^{100}Y	0,6	10	2,17	10	0,42	10	0,92	20
^{101}Y	0,25	10	0,863	10	0,125	15	0,272	30
^{102}Y	-	-	0,36	20	-	-	$5,0 \cdot 10^{-2}$	30
^{103}Y	-	-	0,115	30	-	-	$1 \cdot 10^{-2}$	50
^{103}Nb	2,1	3	5,7	5	3,0	3	3,84	10
^{104}Nb	0,724	6	3,85	10	1,5	3	2,41	20
^{105}Nb	0,26	6	2,3	20	0,53	6	1,0	20
^{106}Nb	0,14	10	0,9	20	0,14	10	0,315	30
^{107}Nb	-	-	0,25	20	$8 \cdot 10^{-3}$	10	$6 \cdot 10^{-2}$	30
^{109}Tc	-	-	0,12	20	0,55	-	0,9	-
^{110}Tc	-	-	$6 \cdot 10^{-2}$	30	-	-	0,21	-
^{128}In	$5 \cdot 10^{-2}$	5	0,211	23	0,1	10	0,13	10
^{129}In	$5 \cdot 10^{-2}$	5	0,251	23	$7,6 \cdot 10^{-2}$	10	0,13	20
^{130}In	$3,5 \cdot 10^{-2}$	20	0,199	23	0,05	5	0,11	10
^{131}In	$2,4 \cdot 10^{-2}$	30	0,13	30	$6 \cdot 10^{-3}$	10	$5,8 \cdot 10^{-2}$	30
^{132}In	$4,1 \cdot 10^{-3}$	30	$5,7 \cdot 10^{-2}$	30	-	-	$2,8 \cdot 10^{-2}$	100
^{134}In	$4,1 \cdot 10^{-3}$	20	0,343	20	-	-	$8,1 \cdot 10^{-2}$	50
^{134}Sb	0,625	4	3,26	20	0,125	4	1,60	30
^{135}Sb	0,18	6	1,33	35	$6,8 \cdot 10^{-2}$	10	0,458	20
^{136}Sb	$6,15 \cdot 10^{-2}$	10	0,46	35	$2,6 \cdot 10^{-3}$	10	0,105	50
^{137}Sb	$4,7 \cdot 10^{-2}$	30	$9 \cdot 10^{-2}$	50	-	-	$1,33 \cdot 10^{-2}$	50
^{136}Te	1,91	5	4,81	5	0,545	10	3,11	20
^{137}Te	0,56	10	2,4	10	$9,0 \cdot 10^{-2}$	10	1,09	30
^{138}Te	0,14	10	0,932	20	$1,08 \cdot 10^{-2}$	20	0,277	30
^{139}Te	$3,3 \cdot 10^{-2}$	-	0,33	30	-	-	0,05	50
^{137}I	3,27	6	5,35	15	2,433	4	4,345	6
^{138}I	1,78	6	3,99	20	1,175	8	2,47	8
^{139}I	0,98	6	2,767	20	0,314	40	1,113	8
^{140}I	0,18	20	1,113	40	$5,9 \cdot 10^{-2}$	20	0,333	20
^{141}I	$4,1 \cdot 10^{-2}$	30	0,306	50	$5 \cdot 10^{-3}$	40	$5 \cdot 10^{-2}$	40
^{141}Xe	1,44	5	3,59	10	0,465	10	1,86	20
^{142}Xe	0,48	5	1,69	10	0,135	10	0,67	20
^{143}Xe	0,12	10	0,4	50	$2 \cdot 10^{-2}$	-	0,16	30
^{144}Xe	-	-	0,1	50	-	-	$2,5 \cdot 10^{-2}$	40
^{141}Cs	4,5	4	6,75	4	3,3	4	4,4	6
^{142}Cs	2,05	4	4,9	4	1,49	4	3,0	4
^{143}Cs	1,45	4	3,3	20	0,544	5	1,66	10

Нуклид	^{235}U		^{238}U		^{239}Pu		^{241}Pu	
	q	Δq	q	Δq	q	Δq	q	Δq
^{144}Cs	0,52	10	1,95	30	0,119	10	0,58	10
^{145}Cs	0,101	20	0,64	30	0,0205	10	0,149	20
^{146}Cs	$1,1 \cdot 10^{-2}$	30	0,14	50	-	-	$2,2 \cdot 10^{-2}$	20
^{147}Cs	-	-	$2 \cdot 10^{-2}$	50	-	-	$3 \cdot 10^{-3}$	50

Вычисление выхода запаздывающих нейтронов на одно деление. Выход запаздывающих нейтронов на одно деление ν_d вычисляется как сумма произведений вероятности испускания нейтрона на один распад P_n и кумулятивного выхода излучателей q :

$$\nu_d = \sum P_{n_i} q_i \quad (5)$$

Для большинства ядер определяющую роль играет сравнительно немного нуклидов-излучателей. Так, согласно нашим расчетам, для ^{235}U суммарный вклад 21 излучателя составляет 89%. Для ^{233}U 92% вклада в величину ν_d дают 14 излучателей.

В результате проведения расчетов по формуле (5) авторы получили (табл.4) значения выхода ν_d при делении ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu , ^{229}Th , ^{243}Cm , ^{245}Cm , ^{247}Cm на тепловых нейтронах, ^{232}Th , ^{232}U , ^{233}U , ^{235}U , ^{236}U , ^{238}U , ^{237}Np , ^{239}Pu , ^{240}Pu , ^{241}Pu , ^{242}Pu и ^{241}Am - на нейтронах спектра деления, ^{232}Th , ^{233}U , ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu - на нейтронах с энергией 14 МэВ. Кроме того, в табл.4 приведены результаты макроскопических измерений и оценок, а также для сравнения расчетные выходы ν_d из работ [2,3].

Экспериментальные работы выбраны в значительной мере субъективно. Основная цель при этом - показать масштаб погрешности измерения. В работе [18] оценка величины ν_d по существу не сделана, проведено усреднение экспериментальных результатов, опубликованных до 1978 г. Так, для ^{235}U значение $\nu_d = 1,62$ опирается на единственную работу [19]. На наш взгляд, это значение занижено, что подтверждается более поздним экспериментом [12].

Величина ν_d для ^{235}U в работе [2] на 5% больше, чем в настоящей работе. Возможно, это связано с преувеличением вноса иттрия (γ нас 3,9%, в работе [2] около 7,6%), а также бария и лантана. Экспериментальные данные [9] показывают, что вклад иттрия еще меньше (около 2,8%), а вклад бария и лантана можно не учитывать.

Рассмотрим подробно влияние вклада стронция и иттрия на расхождение в величине выхода ν_d . Согласно данным работы [9], ^{97}Sr не является излучателем запаздывающих нейтронов, вклад ^{99}Sr должен быть уменьшен в 10 раз, а ^{98}Sr в 1,7 раза. Все это снижает значение выхода для ^{235}U на 0,75%. Для ^{97}Y результаты работы [9] согласуются с принятыми нами значениями для основного состояния этого ядра.

Что касается изомерного состояния, то не ясна величина выхода при делении. Для ^{98}Y наш результат должен быть уменьшен в 3 раза, а для ^{99}Y на 20%, что приводит к снижению выхода ν_d для ^{235}U еще на 1%. В целом при учете экспериментов [11] значение выхода снизилось бы до 1,65. Однако, возможно, в настоящей работе вероятность P_n для некоторых излучателей уменьшена на несколько процентов, поэтому нашу величину выхода можно считать разумной. В работе [2] для ^{97}Y , ^{98}Y принимались большие значения P_n , чем в настоящей работе; подстановка экспериментальных вероятностей P_n снизит примерно до 1,67 величину выхода в соответствии с нашими данными.

Значение выхода ν_d для ^{239}Pu в работе [2] больше нашего на 12%, а вклад иттрия составляет 6,6% в настоящей работе и 12,5% в работе [2].

Как видно из табл.4, согласие величины ν_d с экспериментом в данной работе получается хорошим. Обращает на себя внимание завышенный результат [3] для ^{235}U . Значение ^{241}Pu и в настоящей, и в работе [3] получается заниженным. Что касается данных работы [2], то близкое к эксперименту значение для ^{241}Pu получается вследствие завышения вклада иттрия и, возможно, ниобия, технеция. На нейтронах деления спектр осколков изучен значительно хуже. Вероятно, именно это приводит к

расхождению всех теоретических оценок с экспериментом при делении ^{233}U и ^{241}Pu . Удивляет хорошее согласие с экспериментом всех расчетов при энергии 14 МэВ (наблюдается лишь умеренное разногласие по ^{233}U).

Следует отметить, что роль неисследованных излучателей не очень велика. Ниже приводится вклад $(\Delta\nu_d)_n/\nu_d$ (в процентах), обусловленный в настоящих расчетах оценкой неисследованных излучателей: для $^{233}\text{U}_{\text{th}}$ - 2,4; $^{235}\text{U}_{\text{th}}$ - 4,4; $^{239}\text{Pu}_{\text{th}}$ - 9; $^{241}\text{Pu}_{\text{th}}$ - 10; $^{238}\text{U}_f$ - 10, $^{232}\text{Th}_f$ - 4, где индекс "н" - для неисследованных излучателей; th - деление тепловыми нейтронами, а f - нейтронами спектра деления. Как видно, величина этого вклада возрастает для более тяжелых делящихся нуклидов, что связано со смещением спектра масс осколков в неисследованную область стронций - технеций.

Погрешность $\Delta\nu_d$, приведенная в табл.4, вычислена с помощью стандартной процедуры:

$$\frac{\Delta\nu_d}{\nu_d} = \left\langle \sum_i \left\{ \left[\left(\frac{\Delta P_i}{P_i} \right)^2 + \left(\frac{\Delta q_i}{q_i} \right)^2 \right] \left(\frac{\nu_i}{\nu} \right)^2 \right\} \right\rangle^{1/2},$$

где $\nu_i = P_i q_i$ - вклад i -го излучателя в выход ν_d . Такой расчет проводится только для 12 основных излучателей. Их вклад (в процентах) в величину выхода ν_d для различных делящихся нуклидов приведен ниже: для $^{233}\text{U}_{\text{th}}$ - 87, $^{235}\text{U}_{\text{th}}$ - 76, $^{239}\text{Pu}_{\text{th}}$ - 80, $^{241}\text{Pu}_{\text{th}}$ - 63, ^{238}U - 80, $^{245}\text{Cm}_{\text{th}}$ - 75, $^{235}\text{U}_f$ - 78, $^{236}\text{U}_f$ - 75, $^{238}\text{U}_f$ - 60, $^{232}\text{Th}_f$ - 69, $^{237}\text{Np}_f$ - 77, $^{239}\text{Pu}_f$ - 76.

Таблица 4

Выход запаздывающих нейтронов (на 100 делений)

Нуклид	Настоящая работа	Измерение $\left[\begin{smallmatrix} 12, 20 \\ 18 \end{smallmatrix} \right]$ или оценка $\left[\begin{smallmatrix} 12, 20 \\ 18 \end{smallmatrix} \right]$	Расчет	
			$\left[\begin{smallmatrix} 3 \\ 2 \end{smallmatrix} \right]$	$\left[\begin{smallmatrix} 2 \\ 1 \end{smallmatrix} \right]$
<u>Деление тепловыми нейтронами</u>				
^{229}Th	$1,75 \pm 0,25$	-	-	-
^{233}U	$0,756 \pm 0,08$	$0,74 \pm 0,04 \left[\begin{smallmatrix} 12 \\ 18 \end{smallmatrix} \right]$	$0,87 \pm 0,1$	$0,85 \pm 0,07$
^{235}U	$1,678 \pm 0,09$	$1,62 \pm 0,07 \left[\begin{smallmatrix} 12 \\ 18 \end{smallmatrix} \right]$	$1,86 \pm 0,1$	$1,77 \pm 0,08$
^{239}Pu	$0,644 \pm 0,06$	$1,62 \pm 0,05 \left[\begin{smallmatrix} 12 \\ 18 \end{smallmatrix} \right]$	-	-
		$0,65 \pm 0,05 \left[\begin{smallmatrix} 12 \\ 18 \end{smallmatrix} \right]$	$0,70 \pm 0,06$	$0,77 \pm 0,04$
^{241}Pu	$1,485 \pm 0,16$	$0,628 \pm 0,036 \left[\begin{smallmatrix} 12 \\ 18 \end{smallmatrix} \right]$	-	-
		$1,57 \pm 0,15 \left[\begin{smallmatrix} 12 \\ 18 \end{smallmatrix} \right]$	$1,46 \pm 0,11$	$1,58 \pm 0,11$
^{243}Cm	$0,35 \pm 0,08$	$1,52 \pm 0,11 \left[\begin{smallmatrix} 12 \\ 18 \end{smallmatrix} \right]$	-	-
^{245}Cm	$0,59 \pm 0,05$	-	-	-
^{247}Cm	$1,15 \pm 0,15$	$0,59 \pm 0,04 \left[\begin{smallmatrix} 12 \\ 18 \end{smallmatrix} \right]$	-	-
		-	-	-
<u>Деление быстрыми нейтронами</u>				
^{232}Th	$5,15 \pm 0,31$	$5,27 \pm 0,40 \left[\begin{smallmatrix} 12 \\ 18 \end{smallmatrix} \right]$	$5,45 \pm 0,74$	$4,76 \pm 0,34$
		$5,31 \pm 0,23 \left[\begin{smallmatrix} 12 \\ 18 \end{smallmatrix} \right]$	-	-
^{232}U	$0,48 \pm 0,06$	$0,44 \pm 0,03 \left[\begin{smallmatrix} 12 \\ 18 \end{smallmatrix} \right]$	-	-
^{233}U	$0,86 \pm 0,08$	$0,779 \pm 0,043 \left[\begin{smallmatrix} 12 \\ 20 \end{smallmatrix} \right]$	$0,93 \pm 0,12$	$0,92 \pm 0,09$
		$0,731 \pm 0,036 \left[\begin{smallmatrix} 12 \\ 18 \end{smallmatrix} \right]$	-	-
^{235}U	$1,712 \pm 0,154$	$1,67 \pm 0,07 \left[\begin{smallmatrix} 12 \\ 18 \end{smallmatrix} \right]$	$2,04 \pm 0,23$	$1,98 \pm 0,18$
		$1,673 \pm 0,036 \left[\begin{smallmatrix} 12 \\ 18 \end{smallmatrix} \right]$	-	-
^{236}U	$2,133 \pm 0,24$	$2,21 \pm 0,24$	$2,36 \pm 0,28$	$2,26 \pm 0,19$
^{238}U	$4,25 \pm 0,51$	$4,60 \pm 0,25 \left[\begin{smallmatrix} 12 \\ 18 \end{smallmatrix} \right]$	$3,52 \pm 0,3$	$3,51 \pm 0,27$
		$4,39 \pm 0,10 \left[\begin{smallmatrix} 12 \\ 18 \end{smallmatrix} \right]$	-	-

Нуклид	Настоящая работа	Измерение [12, 20] или оценка [18]	Расчет	
			[3]	[2]
^{237}Np	$1,15 \pm 0,15$	$1,22 \pm 0,03$ [20]	$1,24 \pm 0,15$	$1,28 \pm 0,13$
^{239}Pu	$0,64 \pm 0,092$	$0,65 \pm 0,05$ [12] $0,63 \pm 0,016$	$0,65 \pm 0,08$	$0,72 \pm 0,09$
^{240}Pu	$0,905 \pm 0,154$	$0,911 \pm 0,041$ [20] $0,95 \pm 0,08$ [18]	$0,84 \pm 0,1$	$0,92 \pm 0,11$
^{241}Pu	$1,31 \pm 0,24$	$1,60 \pm 0,09$ [20]	$1,37 \pm 0,11$	$1,41 \pm 0,14$
^{242}Pu		$1,52 \pm 0,11$ [18]	—	—
^{242}Pu	$1,86 \pm 0,51$	$2,21 \pm 0,26$ [18]	$1,31 \pm 0,13$	$1,41 \pm 0,14$
^{241}Am	$0,394 \pm 0,15$	$0,394 \pm 0,024$ [20]	—	—
Деление нейтронами с энергией 14 МэВ				
^{232}Th	$3,03 \pm 0,29$	$2,85 \pm 0,13$ [18]	$3,55 \pm 0,87$	$3,03 \pm 0,29$
^{233}U	$0,605 \pm 0,07$	$0,422 \pm 0,025$ [18]	$0,87 \pm 0,1$	$0,85 \pm 0,07$
^{235}U	$0,98 \pm 0,1$	$0,927 \pm 0,029$ [18]	$0,98 \pm 0,12$	$0,98 \pm 0,10$
^{238}U	$2,49 \pm 0,32$	$2,13 \pm 0,08$ [18]	$2,71 \pm 0,29$	$2,69 \pm 0,21$
^{239}Pu	$0,4 \pm 0,067$	$0,417 \pm 0,016$ [18]	$0,33 \pm 0,06$	$0,39 \pm 0,06$

Как видно, вклад основных излучателей составляет 75–80% и снижается до 60% лишь для ^{238}U и ^{241}Pu . Для 12 рассмотренных осколков погрешность $\Delta P_{ni}/P_{ni}$ составляет менее 10%, за исключением, может быть, ^{85}As . В большинстве случаев, кроме деления $^{235}\text{U}_{\text{th}}$ и ^{239}Pu , эта погрешность много меньше $\Delta q_i/q_i$. Последняя величина и дает основной вклад в $\Delta v_d/v_d$. Суммарная погрешность много меньше отдельных $\Delta \gamma_i/\gamma_i$, поэтому для излучателей с малым весом γ_i/v_d и известным P_{ni} принимается, что суммарная ошибка равна 10%, а для неисследованных излучателей – 100%.

Полная погрешность вычисляется по формуле

$$\frac{\Delta v_d}{v_d} = \left[\frac{(\Delta v)_{12}^2}{v_d^2} + \frac{(\Delta v)_n^2}{v_d^2} + \frac{(\Delta v)_h^2}{v_d^2} \right]^{1/2},$$

где индекс "и" – для исследованных излучателей.

В качестве примера приведем расчет погрешности выхода v_d для $^{235}\text{U}_{\text{th}}$. В этом случае 76% вклада в выход v_d дают 12 излучателей, остальные 24% распределены следующим образом: 19,6% – исследованные осколки и 4,4% – неисследованные. Основные 12 излучателей дают малую погрешность, так как значения $\Delta q_i/q_i$ – малы, а именно $(\Delta v)_{12}/v_d \approx 0,020$. Далее очевидно, что $(\Delta v)_n/v_d = 0,0196$, а $(\Delta v)_h/v_d = 0,044$. Таким образом, $\Delta v_d = 0,052 v_d$.

Полученные в данной работе величины полного выхода запаздывающих нейтронов деления хорошо согласуются с результатами макроскопических измерений. Из 25 рассмотренных случаев в 23 разница не выходит за пределы неопределенности расчета и ни в одном случае не превышает суммарную ошибку измерения и расчета. Систематического отклонения нет. Это свидетельствует о достоверности полученных в результате оценки значений вероятности испускания нейтронов ядрами – осколками деления и выхода этих осколков. Полученные данные могут быть использованы для расчета и других интегральных характеристик запаздывающих нейтронов. В то же время точность экспериментальных данных об осколках-излучателях не позволяет получить выход v_d с лучшей точностью, чем прямые измерения. Неопределенность расчета, как правило, в 1,5–2 раза превышает ошибку макроскопических измерений.

Список литературы

1. England T.R., Schenter R.E., Schmittroth W.B. Delayed neutron calculation using ENDF/B-V data//Proc. ANS/APS Int. conf. nucl. cross-sections for technology: NBS Special Publication. Knoxville, 1979. P.594.
2. England T.R., Wilson W.B., Schenter R.E. Aggregate delayed neutron intensities and spectra using augmented ENDF/B-V precursor data//Nucl. Sci. and Engng. 1983. V.85. P.139.
3. Reeder P.L., Warner R.A. Distribution of delayed neutron yields versus proton, neutron and mass numbers//Ibid. 1984. V.87. P.181.
4. Маневич Л.Г., Немировский П.Э., Юдкевич М.С. Константы запаздывающих нейтронов: Препринт ИАЭ-4308/4. М., 1986.
5. Rudstam G. Status of delayed neutron data// Fission product nuclear data. Vienna: IAEA, 1977. V.II. P.567.
6. Rudstam G. Report for the meeting on delayed neutrons. Vienna: IAEA, 1979.
7. Akmelt K., Hoff P., Lund E.e.a. Delayed neutron emission probabilities of the precursors $^{89,90,91}\text{Br}$ and $^{139,140,141}\text{J}$ //Z.Phys. 1979. Bd A290. S.331.
8. Ristori C., Wunsh K.D., Decker R. Half-lives and delayed neutron emission probabilities of short-lived Rb and Cs precursors//Ibid. S.311.
9. Reeder P.L., Warner R.A. Delayed neutron precursors at masses 97-99 and 146-148//Phys.Rev. 1983. V.C28. P.1740.
10. Rudstam G. Six-group representation of the energy spectra of delayed neutron from fission// Nucl.Sci.and Engng. 1982. V.80. P.238.
11. England T.R., Mann F.M., Schreiber M., Schenter R.E. Compilation on neutron data: Antwerp. Conf. 1982.
12. Waldo R.W., Karam R.A., Meyer R.A. Delayed neutron yields time dependent measurements and predictive model//Phys.Rev. 1981. V.C23. P.1113.
13. Crancon J., Ristori C., Ohm H. e.a. Half-lives and P_n values of delayed-neutron precursors in the mass chains 85-87, 92, 135, 136 and 145//Z.Phys. 1978. Bd A287. S.45.
14. Wapstra A.H., Bos K. The 1977 Atomic mass evaluation//Atomic Data and Nuclear Data Tables. 1977. V.19. P.173.
15. Kratz K.L., Herman L.//Z.Phys. 1973. Bd A263. S.435.
16. Blachot J. Status of decay data of fission product. Fission product nuclear data (FPND)- 1977. Vienna: IAEA, 1978. V.II. P.487.
17. Rider B.F., Meek M.E. Compilation of fission product yields. 1977: NEDO-12154-2(USA).
18. Tuttle R.J. Delayed-neutron in nuclear fission: Proc.of the consultants meeting on delayed neutron properties. Vienna: IAEA, 1979: INDC(NDS)-107.
19. Кипин Д.Р. Физические основы и кинетика ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1967.
20. Benedetti G., Cesan A., Sangiust V.//Nucl. Sci.and Engng. 1982. V.80. P.379.

Статья поступила в редакцию 30 января 1987 г.

CALCULATION OF INTEGRAL DELAYED NEUTRONS PROPERTIES. PART 2. DELAYED NEUTRON PARAMETERS AND REACTIVITY. Using the fission-product delayed neutron precursor data, six delayed neutron groups for six fissionable nuclides were obtained. The comparison with known sets of delayed neutron parameters is done in reactor kinetics calculation.

В последнее время существенно увеличился объем информации о выходах продуктов деления и характеристиках их распада. Это позволяет производить достаточно точные расчеты величин, описываемых суммарными свойствами отдельных ядер. В предыдущей работе [1] проведен расчет полного выхода запаздывающих нейтронов λ_d для некоторых делящихся ядер исходя из такого микроскопического подхода. Удовлетворительное согласие полученных величин с результатами макроскопических измерений дают основание говорить о достоверности использованных в работе [1] данных и сделанных допущениях. В настоящей работе эти же данные использованы для расчета временной зависимости выхода нейтронов после облучения делящихся ядер. Получены эффективные 6-групповые константы. Сравнение их с данными других авторов проведено применительно к измерению реактивности реактора методом обратного решения уравнений кинетики. Рассчитаны средние групповые энергии запаздывающих нейтронов, соответствующие полученным 6-групповым константам.

Расчет функции нейтронной активности и анализ ее точности. Функцией нейтронной активности $f(t)$ будем называть зависимость от времени выхода запаздывающих нейтронов из смеси осколков, образовавшихся в результате мгновенного облучения делящегося ядра. Для получения этой функции необходимо знать выходы ядер - излучателей нейтронов и периоды их полураспада. Выходы были оценены в работе [1], данные о времени жизни взяты из справочника [2], дополненного работой [3]. Периоды полураспада излучателей с большим временем жизни (^{87}Br , ^{137}I) известны с точностью, лучшей примерно 1%. Для некоторых короткоживущих излучателей (^{88}As , ^{101}Y) период полураспада не известен вообще, однако их вклад мал, поэтому любые $0,1 < T_{1/2} < 1$ с не окажут серьезного влияния на функцию $f(t)$.

Рассматриваемая функция получается суммированием кривых распада отдельных излучателей. Распад индивидуального излучателя описывается экспонентой лишь в том случае, если все его предшественники, получающиеся непосредственно при делении, имеют много меньший период полураспада. В противном случае закон распада представляет собой сумму экспоненциального члена с коэффициентом, соответствующим прямому выходу данного нуклида при делении, и членов, происходящих от его предшественников.

Предшественниками ядра с Z, A могут быть ядра с $Z-1, A$ и $Z-2, A$, превращающиеся в ядра с Z, A в результате β -распада, и ядро с $Z-1, A+1$, у которого после β -распада испускается запаздывающий нейтрон. Однако два последних ядра имеют малый вклад, и их без большой ошибки всегда можно объединить с ядрами, имеющими $Z-1, A$ или Z, A . Тогда кривая нейтронной активности отдельного излучателя, имеющего предшественников, описывается формулой

$$f_A^Z(t) = P_A^Z \left\{ \lambda_{A,A}^Z q_{A,A}^Z \exp(-\lambda_A^Z t) + q_{A,A}^{Z-1} (1 - P_A^{Z-1}) \frac{\lambda_A^Z \lambda_A^{Z-1}}{\lambda_A^{Z-1} - \lambda_A^Z} \left[\exp(-\lambda_A^Z t) - \exp(-\lambda_A^{Z-1} t) \right] \right\}, \quad (I)$$

где λ - постоянная распада.

В табл. I приведена доля индивидуального выхода для тех ядер, для которых играет роль предшественник.

Известно, что для больших времен $t \gg T_{1/2} (^{137}\text{I})$ кривая спада активности ведет себя как экспонента с константой распада ^{87}Br ($\lambda = 0,01245 \text{ с}^{-1}$). Однако для ^{87}Br имеется добавочный множитель $\beta [\lambda_{Bz} / (\lambda_I - \lambda_{Bz}) + 1]$, который составляет, например, при делении ^{235}U на тепловых нейтронах 4%. Это надо учитывать при формировании групповых констант.

Таблица I

Отношение индивидуального и кумулятивного выходов осколков при делении некоторых ядер

Нуклид	^{232}Th	^{233}U	^{235}U	^{238}U	^{239}Pu	^{241}Pu
^{85}As	0,894	1,0	1,0	0,9	1,0	0,98
^{87}Br	0,34	0,73	0,613	0,277	0,792	0,57
^{88}Br	0,515	0,88	0,78	0,52	0,905	0,79
^{89}Br	0,77	0,93	0,93	0,73	0,982	0,92
^{93}Rb	0,57	0,91	0,85	0,55	0,96	0,78
^{94}Rb	0,75	1	0,92	0,775	0,98	0,913
^{98}Y	0,6	0,91	0,72	0,63	0,9	0,79
^{99}Y	0,8	0,99	0,86	0,82	0,97	0,92
^{137}I	0,675	0,95	0,829	0,55	0,963	0,745
^{138}I	0,83	0,985	0,921	0,77	0,99	0,89
^{139}I	0,92	1,0	0,967	0,88	1,0	0,95
^{143}Cs	0,88	1,0	0,92	0,93	0,96	0,9

Рассмотрим погрешность функции $f(t)$. Если пренебречь отличием отдельных вкладов от простой экспоненты (кроме ^{238}U и ^{232}Th оно не превышает 5%), то погрешность каждого слагаемого в выражении (1)

$$\Delta f_i(t) = (\lambda_i \Delta \beta_i + \beta_i \Delta \lambda_i - \lambda_i \beta_i t \Delta \lambda_i) \exp(-\lambda_i t).$$

Как правило, погрешность в β_i (где $\beta = \rho q$) выше, чем в λ_i , однако при $\lambda_i t \gg 1$ член с $\Delta \lambda_i$ может приобрести решающее значение. Так как погрешности в параметрах λ_i и β_i независимы,

$$D(f_i) = [(\Delta \beta_i / \beta_i)^2 + (\Delta \lambda_i / \lambda_i)^2 (1 - \lambda_i t)^2]$$

и

$$\Delta f(t) = \left\{ \sum_i \frac{[f_i(t)]^2}{[f(t)]^2} D(f_i) \right\}^{1/2}. \quad (2)$$

Расчет функции $f(t)$ выполнен для нуклидов ^{233}U , ^{235}U , ^{238}U и ^{239}Pu , ^{241}Pu . Результат по ^{235}U при делении тепловыми нейтронами приведен в табл.2. Описание функции с помощью формулы (1) громоздко. Предпочтительно перейти к группам с эффективными постоянными распада λ и выхода α . Было выбрано 20 групп и показано, что при этом точность аппроксимации функции $f(t)$ не хуже 1%. Для ^{235}U это видно из табл.2.

20-групповые константы для указанных выше нуклидов приведены в табл.3. Опишем, каким образом были выбраны группы:

- первая группа состоит из чистого ^{87}Br ;
 - вторую группу составляют ^{137}I и близкий к нему по периоду ^{141}Cs , вклад которого в эту группу составляет около 0,7% (здесь и в дальнейшем указываются вклады в группу для ^{235}U при делении на тепловых нейтронах);

- в третью группу включены кроме основного излучателя ^{88}Br также ^{136}Te , вклад которого составляет около 11%. По данным работы [2], константа λ (^{136}Te) отличается от λ (^{88}Br) на 20%, однако, согласно данным работы [4], константа λ (^{136}Te) на 10% больше, следовательно, различие меньше. Кроме того, в эту группу включен проблематичный ^{103}Nb , период которого взят из работы [5]. Его вклад 1,8%, поэтому если у него несколько другой период, то это не вызовет существенной ошибки, так как он находится в пределах погрешности ^{88}Br ;

- четвертая группа - ^{138}I и ^{134}S . Период ^{134}S на 50% больше, чем период ^{138}I , но вклад в ^{140}I раз меньше, т.е. без большой погрешности можно принять константу λ этой группы равной λ ^{138}I ;

- пятая группа - ^{93}Rb и два слабых излучателя ^{87}Se , ^{84}As . Вклад последних почти компенсируется членом от ^{87}Br , имеющим значение λ ^{87}Se ;
 - шестая группа - ^{89}Br и имеющие близкий период ^{97}Y и ^{92}Rb . Последние два нуклида дают примерно 2%-ный вклад в группу.

Таким образом, все рассмотренные выше группы, за исключением третьей, являются почти чистыми однокомпонентными излучателями. Начиная с седьмой группы, картина меняется:

- седьмая группа - ^{94}Rb и давший примерно 6%-ный вклад ^{137}Te , а также отрицательный член из формулы (I) для ^{137}I ;
- восьмая группа (чистая) - ^{139}I ;
- девятая группа - ^{85}As и ^{98}Y . Первый измерен с малой точностью, второй считался с некоторыми предположениями. В настоящее время показано [6, 7], что ^{98}Y имеет существенно меньший (в 4 раза) период и меньшее значение вероятности P , чем считалось ранее. Однако значение P для ^{85}As настолько недостоверно, что всю разницу можно отнести за счет этого нуклида;
- десятая группа - сильный излучатель ^{90}Br и весьма близкие к нему по периоду ^{92}Kr , ^{143}Cs , а также предположительно ^{105}Nb . Последние три излучателя дают примерно 17% интенсивности группы;
- одиннадцатая группа - ^{135}Sn и ^{141}Xe , ^{142}Cs .

Состав остальных, очень смешанных групп здесь не приводится. Отметим только, что если удастся выделить наиболее сильный излучатель, то константа λ группы берется равной его значению λ . В 15-, 17-, 19-, 20-й группах это сделать не удастся. Кроме того, в 20-ю группу включены два нуклида (^{88}As , ^{101}Y) с неопределенным периодом. Их вклад составляет 9% всей интенсивности группы, а значение λ принято равным $3,5 \text{ c}^{-1}$.

Таблица 2

Расчетная функция $f(t)$
и погрешность 20-группового приближения для ^{235}U

Время t , с	$f(t) \cdot 10^5$	Погрешность η , %	Время t , с	$f(t) \cdot 10^5$	Погрешность η , %
0	792±40	0,8	25	7,5±0,3	-0,2
1	282±12	-1,3	30	5,8±0,3	-0,4
2	172±6,2	-0,68	35	4,6±0,2	-0,5
3	123,8±4,2	-0,66	40	3,8±0,2	-0,65
4	94,2±3,1	-0,45	50	2,7±0,14	-0,9
5	74,3±2,3	-0,36	60	1,97±0,10	-1
6	59,8±1,8	-0,3	75	1,27±0,06	-1,21
8	40,8±1,3	-0,16	100	0,65±0,03	-1,26
10	29,6±0,9	-0,06	125	0,35±0,02	-1,16
12	22,5±0,6	-0,05	150	0,20±0,01	-0,99
16	14,5±0,5	0,07	175	0,12±0,01	-0,73
20	10,4±0,4	-0,1	200	0,078±0,004	-0,5

Системы 6-групповых констант для различных нуклидов. В настоящее время применительно к реакторам общепринятым является разделение источников запаздывающих нейтронов на шесть групп, каждая из которых состоит из компонентов с близкими периодами полураспада. Известно много экспериментальных и теоретических работ, в которых определены величины констант распада λ_j и вкладов a_j каждой группы для различных делящихся нуклидов. Метод решения задачи состоит в разложении измеренной или вычисленной функции $f(t)$ на шесть экспоненциальных компонентов. Наиболее широко используются данные работы [8]. Набор констант, полученный при делении тепловыми нейтронами, рекомендуется в системе констант ЕНАБ [9], а при делении быстрыми - в файлах ENDF/B [10]. В обеих библиотеках соответствующие наборы констант рекомендуется использовать во всей области энергий. Работа [3] - одна из последних экспериментальных работ, в которой измерения проводились на тепловом спектре нейтронов. Работы [4, 11] интересны для сравнения с нашими результатами, так как в этих работах информация извлекалась из данных по излучателям запаздывающих нейтронов.

Таблица 3

20-групповые константы λ и α для различных делящихся ядер

Номер группы	$\lambda, \text{с}^{-1}$	$\alpha \cdot 10^4$ при делении на тепловых нейтронах				$\alpha \cdot 10^4$ при делении на быстрых нейтронах		
		^{233}U	^{235}U	^{239}Pu	^{241}Pu	^{235}U	^{238}U	^{239}Pu
1	0,01245	6,1 \pm 0,4	5,35 \pm 0,30	1,8 \pm 0,1	1,64 \pm 0,11	5,6 \pm 0,4	4,12 \pm 0,25	2,0 \pm 0,2
2	0,0282	10,3 \pm 0,8	21,6 \pm 1,4	15,8 \pm 0,8	28,9 \pm 2,2	22,2 \pm 2	36,4 \pm 3,5	12,3 \pm 0,9
3	0,040	0,4 \pm 0,1	1,7 \pm 0,3	0,5 \pm 0,1	2,7 \pm 0,3	1,7 \pm 0,3	4,3 \pm 0,5	0,5 \pm 0,2
4	0,0431	11,1 \pm 0,8	13,6 \pm 0,8	4,0 \pm 0,2	4,6 \pm 0,4	15,1 \pm 1,4	14,2 \pm 1,2	4,7 \pm 0,4
5	0,107	2,9 \pm 0,3	9,3 \pm 0,8	6,0 \pm 0,4	13,0 \pm 1,3	9,0 \pm 0,9	22 \pm 2	5,5 \pm 0,5
6	0,1185	3,2 \pm 0,2	5,8 \pm 0,3	2,6 \pm 0,2	2,9 \pm 0,5	5,5 \pm 0,5	7,2 \pm 0,7	2,4 \pm 0,2
7	0,158	11,5 \pm 0,8	19,5 \pm 0,8	5,1 \pm 0,4	6,0 \pm 0,8	25,2 \pm 2,0	29,7 \pm 4,0	5,2 \pm 0,5
8	0,251	10,0 \pm 0,8	20,1 \pm 1	8,6 \pm 0,5	15 \pm 3	19,4 \pm 2	39,0 \pm 4,5	8,6 \pm 0,9
9	0,287	2,1 \pm 0,2	9,5 \pm 0,8	3,0 \pm 0,2	10,8 \pm 1	9,2 \pm 0,9	27,5 \pm 3,0	1,8 \pm 0,3
10	0,344	3,2 \pm 0,4	5,6 \pm 1	2,1 \pm 0,4	3,7 \pm 0,5	5,6 \pm 1	11,1 \pm 1,5	3,0 \pm 0,4
11	0,372	7,1 \pm 0,7	17,4 \pm 1,3	4,3 \pm 0,5	10,0 \pm 0,9	16,5 \pm 2	44,2 \pm 5,0	5,3 \pm 0,4
12	0,405	0,6 \pm 0,2	3,1 \pm 0,4	1,0 \pm 0,2	8,2 \pm 0,8	3,0 \pm 0,4	20,7 \pm 2,5	0,7 \pm 0,1
13	0,495	1,2 \pm 0,2	5,0 \pm 1,5	1,7 \pm 0,2	4,9 \pm 1	4,3 \pm 0,5	13,3 \pm 2,5	2,1 \pm 0,2
14	0,665	0,6 \pm 0,2	2,8 \pm 0,5	1,2 \pm 0,2	4,5 \pm 0,8	2,6 \pm 0,4	13,5 \pm 3,0	1,6 \pm 0,2
15	0,845	0,3 \pm 0,1	3,0 \pm 0,6	1,1 \pm 0,2	7,4 \pm 0,9	3,6 \pm 0,5	17,4 \pm 3,0	1,5 \pm 0,2
16	1,15	0,35 \pm 0,05	4,5 \pm 0,5	1,0 \pm 0,2	7,5 \pm 1	4,1 \pm 0,8	20,6 \pm 3,0	1,2 \pm 0,2
17	1,29	1,4 \pm 0,2	4,2 \pm 0,4	0,5 \pm 0,2	2,0 \pm 0,5	3,4 \pm 0,6	16,9 \pm 3,0	0,6 \pm 0,1
18	1,8	2,0 \pm 0,2	7,5 \pm 0,4	2,6 \pm 0,2	7,6 \pm 1	7,5 \pm 1	35,5 \pm 5,0	3,1 \pm 0,3
19	2,3	1,1 \pm 0,2	4,0 \pm 1,5	1,1 \pm 0,2	4,0 \pm 0,5	4,6 \pm 1	23 \pm 5	1,1 \pm 0,2
20	3,6	0,2 \pm 0,1	4,4 \pm 1	0,45 \pm 0,10	3,2 \pm 0,5	3,1 \pm 0,5	23 \pm 6	0,7 \pm 0,2

Был проведен анализ, как известные системы 6-групповых констант позволяют аппроксимировать функцию нейтронной активности, полученную в данной работе, для различных делящихся ядер. Для ^{235}U только данные работы [8] (деление тепловыми нейтронами) не выходят за пределы неопределенности функции. Очень большое отличие $f(t)$ от кривой, полученной в работе [5]; эти расчеты завышают и значение полного выхода запаздывающих нейтронов ν_d . Для ^{239}Pu хорошее согласие наших данных наблюдается только с работой [3]. Результаты остальных авторов выходят далеко за пределы ошибок. Для ^{238}U функция $f(t)$ хорошо описывается данными работы [8]. Работа [3] предсказывает такую же форму кривой, как и в [8], но отличается нормировкой (примерно на 10%) и находится на грани ошибки. По-прежнему плохо описывают кривую расчетные работы [4, 11]. Проведенное сравнение показало, что для описания полученных в настоящей работе значений $f(t)$ следует получить свои наборы 6-групповых констант.

Очевидно, что задача аппроксимации функции $f(t)$ суммой экспонент решается неоднозначно. Однако проведенный численный анализ показал, что при практически любом физически разумном наборе констант λ_j можно подобрать набор a_j , обеспечивающий достаточно точное описание этой функции. В расчетах динамики реакторов обычно пользуются значениями λ_j из работы [8]. Эти наборы приняты и в данной работе, за исключением величины λ_1 для некоторых ядер. Наборы констант a_j были получены по стандартной процедуре метода наименьших квадратов [12]. В программе, реализованной на ЭВМ, $f(t)$ и $\Delta f(t)$ вычислялись по формулам (1) и (2) в интервале $0 \leq t \leq 1000$ с.

Полученные системы констант для различных делящихся нуклидов представлены в табл.4. Они удовлетворительно описывают функцию $f(t)$. Отклонения аппроксимирующей функции не выходят за пределы $\Delta f(t)$. Приведенные в таблице 6-групповые константы отличаются от рекомендуемых другими авторами, например [3,8], но не противоречат им; разница такая же, как и различие между собой результатов разных работ.

Таблица 4

Шестигрупповые константы

Нуклид	Константа	Номер группы					
		1	2	3	4	5	6
$^{233}\text{U}_{\text{th}}$	λ_j	0,01255	0,0345	0,139	0,317	1,30	2,90
	a_j	$0,065 \pm 0,001$	$0,209 \pm 0,006$	$0,192 \pm 0,014$	$0,228 \pm 0,015$	$0,050 \pm 0,009$	$0,013 \pm 0,004$
$^{235}\text{U}_{\text{th}}$	λ_j	0,01245	0,0305	0,111	0,301	1,14	3,01
	a_j	$0,053 \pm 0,001$	$0,322 \pm 0,008$	$0,337 \pm 0,019$	$0,632 \pm 0,026$	$0,225 \pm 0,019$	$0,105 \pm 0,009$
$^{235}\text{U}_f$	λ_j	0,01245	0,0317	0,115	0,311	1,40	3,87
	a_j	$0,057 \pm 0,001$	$0,355 \pm 0,010$	$0,363 \pm 0,027$	$0,660 \pm 0,044$	$0,230 \pm 0,037$	$0,045 \pm 0,019$
^{238}U	λ_j	0,01272	0,0301	0,104	0,310	1,13	3,40
	a_j	$0,046 \pm 0,001$	$0,483 \pm 0,022$	$0,522 \pm 0,067$	$1,629 \pm 0,134$	$1,086 \pm 0,142$	$0,481 \pm 0,089$
$^{239}\text{Pu}_{\text{th}}$	λ_j	0,01255	0,0301	0,124	0,325	1,12	2,69
	a_j	$0,019 \pm 0,001$	$0,197 \pm 0,005$	$0,154 \pm 0,012$	$0,198 \pm 0,020$	$0,051 \pm 0,017$	$0,024 \pm 0,008$
$^{241}\text{Pu}_{\text{th}}$	λ_j	0,0126	0,0294	0,117	0,352	1,60	3,60
	a_j	$0,018 \pm 0,001$	$0,348 \pm 0,006$	$0,249 \pm 0,014$	$0,574 \pm 0,019$	$0,274 \pm 0,017$	$0,024 \pm 0,009$

Примечание. Индекс th означает деление тепловыми нейтронами, f - нейтронами спектра деления.

Следует подчеркнуть, что полученные в настоящей работе групповые константы - результат обработки экспериментальных данных. Методика их получения отличается от традиционной только способом измерения кривой нейтронной активности функции $f(t)$. В традиционных методах используется макроскопический подход, в настоящей работе - микроскопический.

Средние энергии групп запаздывающих нейтронов. Удовлетворительное согласие результатов расчета выхода ν_d / λ с экспериментальными данными позволяет применить метод суммирования вкладов отдельных предшественников к задаче определения энергетического распределения запаздывающих нейтронов. В работах [4, II] приведены энергетические спектры нейтронов, испускаемых продуктами деления. Из них для 31 ядра имеются экспериментальные данные, для остальных ядер использованы теоретические оценки. Мы использовали эту информацию для вычисления средней энергии групп запаздывающих нейтронов.

Соотнесем каждое ядро-излучатель нейтронов с конкретной группой 6-группового представления, границы между группами установим при значениях λ , равных среднему геометрическому между λ_i предыдущей и последующей групп. Тогда средняя энергия нейтронов определяется очевидным соотношением $\bar{E}_j = 1/a_j \sum_i a_i \bar{E}_i$, где индекс i определяет излучатель, входящий в группу. При проведении расчетов параметр a_i брали из работы [1], \bar{E}_i - [II]. Результаты настоящих расчетов в сравнении с данными работы [4] приведены в табл.5.

При сравнении расчетных групповых спектров, полученных разными авторами, следует иметь в виду некоторую неопределенность в разбиении излучателей запаздывающих нейтронов по группам, так как отдельные излучатели обладают величиной λ , соответствующей граничному значению временного интервала групп, и могут быть отнесены к той или иной из смежных групп.

Проведенные авторами расчеты для большинства делящихся нуклидов хорошо согласуются с результатами работ [4, II] в первых четырех группах. Превышение наших средних энергий в группах 5 и 6 по сравнению с соответствующими величинами работы [4] вполне естественно, так как именно в этих

группах существен вклад малоисследованных нуклидов, не включенных в расчет [4]. Нужно отметить, что наши расчеты не противоречат разбиению излучателей по группам, проведенному в работе [4]; это видно из близости соответствующих средних групповых энергий.

Таблица 5

Средние групповые энергии запаздывающих нейтронов, кэВ

Нуклид	Номер группы					
	1	2	3	4	5	6
$^{232}\text{Th}_f$	$\frac{200,7}{200}$	$\frac{388,4}{370}$	$\frac{419,6}{415}$	$\frac{484,4}{495}$	$\frac{314,5}{422}$	$\frac{472,2}{550}$
$^{233}\text{U}_{th}$	$\frac{200,7}{200}$	$\frac{403,1}{383}$	$\frac{414,4}{409}$	$\frac{455,5}{467}$	$\frac{335,5}{340}$	$\frac{461,3}{440}$
$^{235}\text{U}_{th}$	$\frac{200,7}{200}$	$\frac{426,0}{417}$	$\frac{411,2}{407}$	$\frac{434,3}{453}$	$\frac{338,8}{358}$	$\frac{473,1}{509}$
$^{238}\text{U}_f$	$\frac{200,7}{200}$	$\frac{458,5}{441}$	$\frac{410,2}{404}$	$\frac{453,6}{460}$	$\frac{323,4}{445}$	$\frac{463,5}{500}$
$^{239}\text{Pu}_{th}$	$\frac{200,7}{200}$	$\frac{485,4}{470}$	$\frac{399,0}{393}$	$\frac{421,1}{434}$	$\frac{347,7}{360}$	$\frac{462,2}{470}$
$^{241}\text{Pu}_{th}$	$\frac{200,7}{200}$	$\frac{492,5}{480}$	$\frac{396,0}{390}$	$\frac{430,1}{447}$	$\frac{337,8}{415}$	$\frac{468,0}{500}$

Примечание. Числитель - данные работы [4], знаменатель - настоящей работы.

Измерения реактивности и групповые константы запаздывающих нейтронов. Полученная в настоящей работе функция $f(t)$ позволяет сравнить различные системы групповых констант применительно к измерению реактивности. Для измерения реактивности реакторов и критических сборок широко используется метод обращенного решения уравнений кинетики. В реактиметр вводятся показания детектора нейтронного потока и путем аналогового моделирования или численным решением уравнений кинетики вычисляется реактивность $\rho = \frac{1}{\beta_{эф}} (K-1)/K$ (где β - эффективная доля запаздывающих нейтронов; K - коэффициент размножения), точность определения которой зависит от точности заложенных в реактиметр параметров запаздывающих нейтронов $\{\alpha_j, \lambda_j\}$. Ошибка в параметрах приводит к систематической погрешности прибора. Рассмотрим ситуацию, когда в критическом реакторе, достаточно долго работавшем на стационарной мощности, коэффициент размножения скачком меняется от 1 до K . При этом будем интересоваться такими K , при котором можно принять время жизни мгновенных нейтронов $\ell = 0$. Уравнение кинетики в этом случае записывается в виде

$$\rho = 1 - \left\{ \sum_{j=1}^6 \frac{\beta_j}{\beta} \alpha_j [(exp - \lambda_j t) + K F_j(t)] \right\} / Kn(t), \quad (3)$$

где $F_j = \lambda_j \int_0^t n(t-\tau) \exp(-\lambda_j \tau) d\tau$; $n(0) = 1$; (β_j/β) - отношение ценности j -группы к средней по группам; n - мощность. Обычно в реактиметрах принимают $(\beta_j/\beta) \approx 1$, в этом приближении и будем проводить расчеты.

Реактиметр моделируется следующим образом. При заданной реактивности вычисляется зависимость мощности реактора от времени $n(t)$. Расчет ведется в 20-групповом приближении, которое не вносит заметной ошибки и в то же время упрощает вычисления, поскольку позволяет записать зависимости $n(t)$ и $F(t)$ в аналитическом виде [8]. Вычисленное значение $n(t)$ рассматривается как показание детектора, подаваемое на вход реактиметра. Сравнив исходную реактивность с результатом расчета по формуле (3) при том или ином наборе 6-групповых констант (показания реактиметра), получим погрешность прибора, связанную с приближенным 6-групповым описанием характеристик запаздывающих нейтронов.

Зависимость показаний детектора от времени $n(t)$ определяется на основе величин, известных с конечной точностью. Поэтому одновременно с расчетом $n(t)$ и ρ вычисляются и их возможные ошибки. В суммарную неопределенность функции $f(t)$ основной вклад вносят ошибки в выходах нейтронов из осколков деления. Поскольку выходы различных групп при 20-групповом приближении функции $f(t)$ не коррелированы, то

$$D_\rho = \sum_{\ell} [(d\rho/dv_\ell)\delta v_\ell]^2 ;$$

$$d\rho/dv_\ell = 1/n(t) \left[(1-\rho)dn/dv_\ell - \sum_j a_j (dF_j/dv_\ell) \right] ,$$

где индексом ℓ обозначены 20-групповые параметры, используемые при расчете зависимости $n(t)$, а индексом j - 6-групповые параметры, закладываемые в реактиметр.

Ниже приводятся численные результаты для реактора с ^{235}U на тепловых и быстрых нейтронах. Расчеты авторов показали, что при измерении реактивности зависимость характеристик запаздывающих нейтронов от энергии нейтронов, вызывающих деление, приводит к примерно 3%-ной относительной разнице показаний реактиметра (от реактивности зависимость слабая). Эта величина сравнима с ошибкой измерения, поэтому приводим результаты для быстрого и теплового реакторов отдельно.

Реактиметр моделировался для следующих четырех наборов 6-групповых констант:

1. Константы, полученные в настоящей работе, при делении ^{235}U тепловыми нейтронами;
2. Те же константы при делении нейтронами спектра деления.
3. Константы, полученные [8] при делении ^{235}U тепловыми нейтронами (этот набор рекомендуется в системе констант БНАБ [9]).
4. Константы, полученные [8] при делении быстрыми нейтронами (автор рекомендует использовать их и для тепловых реакторов вместо набора 3, они же включены в библиотеку ENDF/B [10]). Надо отметить, что период полураспада самой долгоживущей группы $T_{1/2} = 54,51$ с, хотя эта группа целиком определяется ^{87}Br с $T_{1/2} = 55,7 \pm 0,1$ с.

На рис. 1, 2 приведено отличие показания реактиметра от его истинного значения в зависимости от времени измерения. Ордината заштрихованной области равна возможной ошибке расчета $\pm \sqrt{D_\rho/\rho}$, связанной с неопределенностью в оценке функции $f(t)$.

Для полученных в настоящей работе 6-групповых констант показания реактиметра практически совпадают с истинным значением. Это естественно, поскольку и 20-групповые, и 6-групповые константы получены на основе одной и той же информации о предшественниках. Поэтому далеко идущих выводов из этого делать не следует. Можно только заметить, что увеличение числа групп более шести нецелесообразно. Исходя из значения D_ρ , можно утверждать, что эта система констант позволяет измерять реактивность с точностью не хуже чем $\pm 5\%$.

Для теплового реактора наборы констант 3, 4, как видно из рис. 1, приводят к значительному отклонению (около 5-10%) показания реактиметра от истинного значения. Разница зависит от величины реактивности и времени измерения. По всей видимости, измерения на тепловом спектре [8] не достаточно точны (сам автор их не рекомендует), а использование для теплового реактора констант, измеренных на спектре деления, приводит к заметной ошибке. Для быстрого реактора (см. рис. 2) "ошибка" составляет максимально 5-7%.

Наблюдаемое различие в показаниях реактиметра - следствие расхождения результатов измерения кривой спада нейтронной активности разными методами: микро - через осколки деления и макро - непосредственное измерение. Посмотрим на примере теплового реактора, согласуются ли результаты для 1-го и 3-го наборов констант в пределах заявленных авторами ошибок. На рис. 3 приведена зависимость от времени измерения показаний реактиметров с наборами констант 1 и 3. Кривая - результат, следующий из микроданных (набор 1) в предположении, что макроданные позволяют провести измерения без ошибки ($\delta\rho = 0$). Заштрихованные области - погрешности измерений, связанные с погрешностью групповых констант (одно стандартное отклонение). В надкритическом и слабоподкритическом реакторе результаты согласуются, но только при достаточно большом времени измерений. В глубоко подкритическом реакторе результаты расходятся даже с учетом погрешностей измерений.

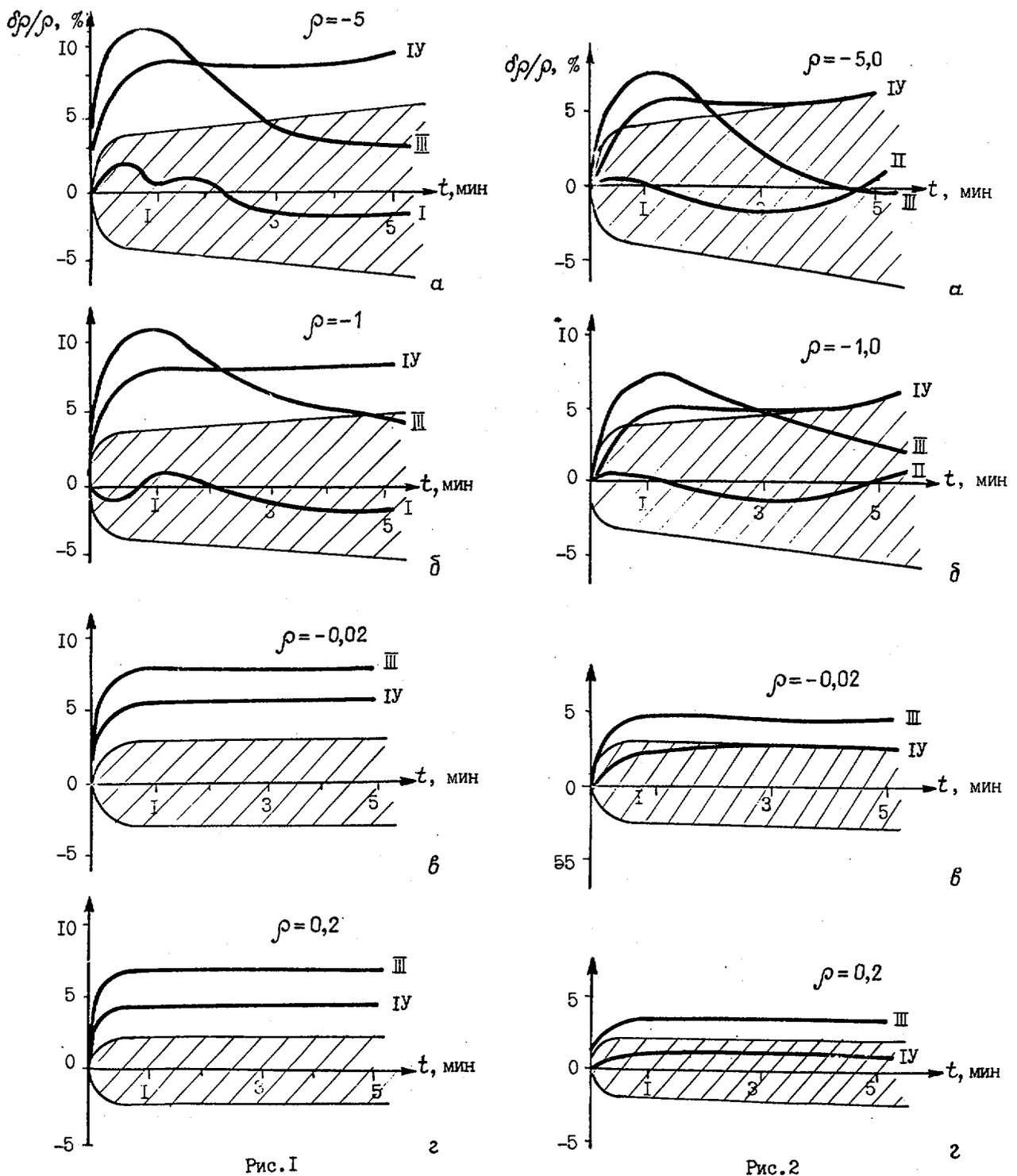


Рис.1. Ошибка реактиметра в тепловом реакторе при различных наборах 6-групповых констант для нескольких значений ρ . Цифры у кривых указывают номер набора. Для вариантов в, г ошибка расчета с константами набора 1 близка к нулю и не приведена

Рис.2. Ошибка реактиметра в быстром реакторе при различных наборах 6-групповых констант для нескольких значений ρ . Цифры у кривых указывают номер набора. Для вариантов в, г ошибка расчета с константами набора 2 близка к нулю и не приводится

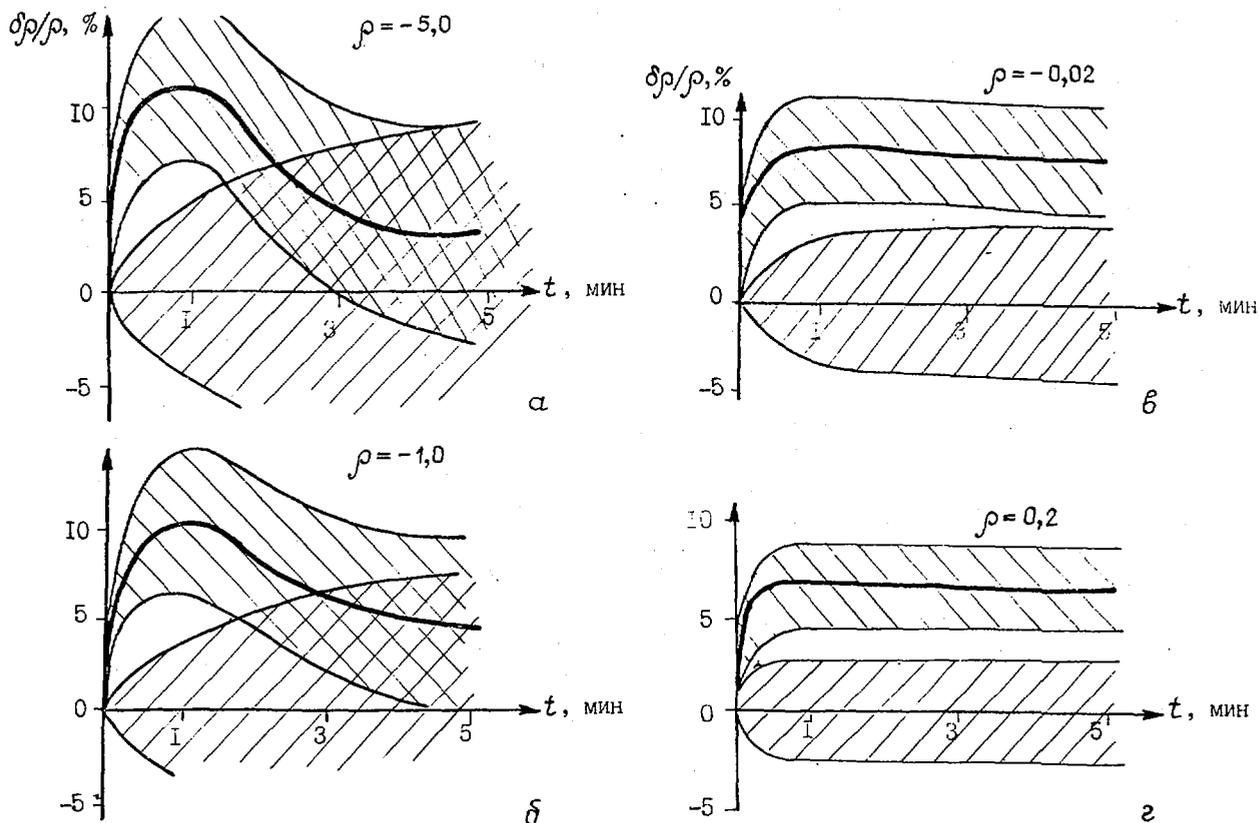


Рис.3. Сравнение микро- и макроданных для расчетов с различными значениями ρ

Основные результаты и выводы. Полученные в настоящей работе, как и в работе [1], характеристики запаздывающих нейтронов сравниваются с данными, рекомендуемыми другими авторами и используемыми в настоящее время для анализа кинетики реакторов. По существу это – сравнение результатов измерения одних и тех же величин различными методами: макроскопическим и микроскопическим.

На основе оцененных данных по излучателям получена функция спада нейтронной активности $f(t)$ и ее 20-параметрическое представление. Точность кривой $f(t)$ определяется величинами ошибок в исходных данных и для основных делящихся нуклидов составляет приблизительно 5%. Такого же порядка и ошибка функции $f(t)$, восстановленной по эффективным 6-групповым константам, полученным на основе макроизмерений.

Известные системы 6-групповых констант не позволяют с нужной точностью аппроксимировать полученную функцию $f(t)$. В работе представлены 6-групповые константы, описывающие эту функцию с минимальной ошибкой. Исходя из известных экспериментальных данных и имеющихся оценок средних энергий индивидуальных излучателей получены средние 6-групповые энергии запаздывающих нейтронов в соответствии с нашим разбиением излучателей по группам.

Сравнение различных систем 6-групповых констант проведено применительно к измерению реактивности реактора с ^{235}U . Константы, основанные на микроданных, позволяют измерить реактивность с точностью 3-5%. Примерно к такой же неопределенности приводят и ошибки макроконстант. Показания реактиметров с микро- и макроконстантами различаются при любой системе макроконстант. Решающих аргументов в пользу той или иной системы констант нет, поэтому желательны дополнительные измерения.

Список литературы

1. Маневич Л.Г., Немировский П.Э., Юдевич М.С. Расчет интегральных характеристик запаздывающих нейтронов. Часть I. Полный выход нейтронов// См.настоящий сборник, с.3.

2. Колобашкин В.М., Рубцов П.М., Алексанкин В.Г., Ружанский П.А. Бета-излучение продуктов делений. М.: Атомиздат, 1978.
3. Waldo R.W., Karam R.A., Meyer R.A. Delayed neutron yields time dependent measurements and predictive model//Phys.Rev. 1981. V.C23, P.1113.
4. Rudstam G. Six-group representation of the energy spectra of delayed neutron from fission// Nucl.Sci.and Engng. 1982. V.80. P.238.
5. England T.R., Schenter R.E., Schmittroth W.B. Delayed neutron calculation using ENDF/B-V data// Proc.ANS/APS Int.conf.nucl.cross-sections for technology: NBS Special Publication. Knoxville, 1979. P.594.
6. Reeder P.L., Warner R.A. Delayed neutron precursors at masses 97-99 and 146-148//Phys.Rev. 1983. V.C28. P.1740.
7. Blachot J. Status of decay data of fission product. Fission product nuclear data (FPND)-1977, Vienna: IAEA, 1978. V.II. P.487.
8. Кипин Д.Р. Физические основы и кинетики ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1967.
9. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Николаев М.Н., Цибуля А.М. Групповые константы для расчетов реакторов и защиты. М.: Энергоиздат, 1987.
10. ENDF-201: ENDF/B Summary Documentation BNL-NGS-17541, 1979.
11. England T.R., Wilson W.B., Schenter R.E. Aggregate delayed neutron intensities and spectra using augmented ENDF/B-V precursor data//Nucl.Sci.and Engng. 1983. V.85. P.139.
12. Худсон Д. Статистика для физиков. М.: Мир, 1967.

Статья поступила в редакцию 4 февраля 1987 г.

УДК 539.173.4

ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЕ В ЯДЕРНОМ РЕАКТОРЕ
НА ОДИН АКТ ДЕЛЕНИЯ УРАНА И ПЛУТОНИЯ

А. Ф. Бадалов, В. И. Копейкин

URANIUM AND PLUTONIUM ENERGY RELEASE PER FISSION EVENT IN NUCLEAR REACTOR. The total and effective (including all contributions except those from antineutrinos and long-lived fission products) energies per fission have been calculated for nuclides ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu . For the reactor VVER-440, the total thermal energy, including that from neutron capture, has been obtained.

Рассмотрение вопросов тепловыделения в активной зоне занимает важное место при решении задач безопасности и эффективности использования ядерных реакторов. Одной из исходных характеристик, применяемых в расчетах тепловыделения, является средняя энергия, приходящаяся на один акт деления ядер топлива. Знание этой величины необходимо также для определения скорости делений в активной зоне при проведении фундаментальных и прикладных исследований.

Известны работы, в которых проводилось изучение энергии деления (см. [1-4] и ссылки в них). Наиболее полное исследование [1], результаты которого до настоящего времени широко используются в литературе [5-7], выполнено около 20 лет назад. Часть данных об энерговыделении продуктов распада ядер получена эмпирическим путем [1] и нуждается в пересмотре. Кроме того, в работах [1-4] не принималась во внимание динамика энерговыделения, связанная с захватом нейтронов в реакторных материалах, с выгоранием ядерного топлива и его перегрузкой.

Настоящая статья продолжает работу [8]. С использованием новых данных проведен расчет энерговыделения для основных компонентов топлива реактора на тепловых нейтронах ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu . Определена полная энергия деления нуклидов E_t и та ее эффективная часть E_{ef} , которая ос- тается в реакторе после вычитания энергии уходящих антинейтрино E_ν и нераспавшихся долгоживущих продуктов деления $\Delta E_{\beta\gamma}$ и переходит в тепло:

$$E_{ef} = E_t - E_\nu - \Delta E_{\beta\gamma} \quad (1)$$

Рассчитано также полное тепловое энерговыделение E_f , включающее помимо энергии деления вклад от захвата нейтронов, не участвующих в поддержании цепной реакции E_c :

$$E_f = E_{ef} + E_c \quad (2)$$

Наконец, проведены вычисления усредненного по составу топлива реактора ВВЭР-440 полного тепловы- деления \bar{E}_f на одно деление. В работе рассмотрены поправки, связанные с запаздыванием энерговы- деления радиоактивных продуктов, оценены ошибки расчета.

Полная и эффективная энергии деления. Разрыв ядра дает начало цепочке большого числа процес- сов, проходящих с преобразованием осколков деления. Вычисление полной энергии "лобовым" методом путем суммирования средних энергий отдельных процессов приводит к неоправданно большим ошибкам, достигающим 2-3 МэВ [1, 7]. Ошибка получается значительно меньшей при расчете на основе относи- тельных атомных масс нуклидов делящегося ядра $M(A, Z)$ и образующихся конечных стабильных продук- тов деления $M(A_i, Z_i)$:

$$E_t = M(A, Z) + M_n - \sum y_i M(A_i, Z_i) - \bar{\nu} M_n, \quad (3)$$

где y_i - выход продукта деления (A_i, Z_i) ; $\sum y_i = 2$; M_n - масса нейтрона; $\bar{\nu}$ - полный выход (мгновенных и запаздывающих) нейтронов. Кроме того, выполненный таким образом расчет учитывает все возможные компоненты, из которых складывается величина полной энергии. Заметим, что запись этой энергии через относительные атомные массы (3) учитывает массы излучаемых продуктами деле- ния β -частиц.

Используя условие сохранения числа нуклонов при делении, перепишем выражение (3) через из- бытки масс нуклидов $m(A, Z)$:

$$E_t = m(A, Z) - \sum y_i m(A_i, Z_i) - (\bar{\nu} - 1) m_n,$$

где $m(A, Z) = M(A, Z) - A m_0$; m_0 - атомная единица массы; $m_n = M_n - m_0 = 8071,69 \pm 0,10$ кэВ - избы- ток массы для нейтрона [9].

В табл. I представлены результаты наших вычислений полной и эффективной энергий, а также их отдельных слагаемых. Используемые в расчете значения избыточных масс нуклидов взяты из работы [9], данные по выходам продуктов деления - из таблиц [10], а выходы нейтронов приведены по справочни- ку [7]. При расчете полной энергии учтен распад всех продуктов деления (в том числе долгоживуще- го ^{96}Zr и его дочернего продукта ^{96}Nb), кроме α -излучателей. Последние имеют большие периоды по- лураспада, а выделяемая ими (^{144}Nd , ^{147}Sm , ^{149}Sm) энергия мала и составляет 0,14-0,17 МэВ/дел. для урана и плутония.

Ошибка полной энергии деления определяется неточностью знания величины выхода нейтронов и ошибкой вычисления избытка массы стабильных продуктов деления $\sum y_i m_i$. Последняя величина, не- смотря на большое число продуктов деления, вычисляется, тем не менее, с небольшой погрешностью и мало меняется от нуклида к нуклиду (см. табл. I). Это обусловлено высокой точностью данных по избыткам масс m_i , а также тем, что m_i - почти постоянная величина в области больших выходов y_i . Что касается ошибки вычислений эффективной энергии, то она заметно больше, чем полной и определяется погрешностью нахождения энергии уходящих антинейтрино. Значения E_ν , представлен- ные в табл. I, получены авторами усреднением данных из работ, выполненных в последние годы (см. [11, 12, 4] и ссылки в них).

В табл. I представлены также оцененные нами величины энергии нераспавшихся долгоживущих про- дуктов деления $\Delta E_{\beta\gamma}$ к концу первого года работы реактора. Отметим, что эта величина слабо зави- сит от времени облучения топлива. Так, за три года облучения ее значения уменьшаются по сравне- нию с табличными всего лишь примерно на 0,02 МэВ/дел.

Нуклид	Вид деления	$m(A, Z)$	$\sum y_i m_i$	$\bar{\nu}$	$(\bar{\nu}-1)m_n$	E_t	E_ν	$\Delta E_{\beta\gamma}$	E_{ef}
^{235}U	Тепловые нейтроны	$40,93 \pm 0,010$	$-173,33 \pm 0,10$	$2,4229 \pm 0,0066$	$11,49 \pm 0,05$	$202,77 \pm 0,12$	$8,8 \pm 0,25$	0,36	$193,6 \pm 0,3$
^{238}U	Нейтроны спектра деления	$47,34 \pm 0,011$	$-173,31 \pm 0,20$	$2,81 \pm 0,03$	$14,61 \pm 0,24$	$206,04 \pm 0,31$	$11,1 \pm 0,4$	0,33	$194,6 \pm 0,5$
^{239}Pu	Тепловые нейтроны	$48,60 \pm 0,010$	$-173,65 \pm 0,20$	$2,8799 \pm 0,0090$	$15,17 \pm 0,07$	$207,08 \pm 0,21$	$7,3 \pm 0,3$	0,32	$199,5 \pm 0,4$
^{241}Pu	То же	$52,97 \pm 0,010$	$-173,70 \pm 0,30$	$2,934 \pm 0,012$	$15,61 \pm 0,10$	$211,06 \pm 0,32$	$9,2 \pm 0,4$	0,33	$201,5 \pm 0,5$

Отличительной особенностью полной и эффективной энергий деления является их устойчивость по отношению к вариации энергии нейтронов, под действием которых происходит деление. В работе [8] показано, что $\Delta E_t \approx \Delta E_{ef} \approx -\Delta E_n$ при изменении энергии нейтронов в пределах 1 МэВ. Это означает, что величины полной и эффективной энергий деления для реактора на быстрых нейтронах меньше по сравнению с теми же величинами для теплового реактора всего лишь примерно на 0,2%.

Энергия, выделяющаяся при захвате нейтронов реакторными материалами. Из числа $\bar{\nu}$ нейтронов, испускаемых в среднем в одном акте деления, только один участвует в поддержании цепной реакции, приводящей к освобождению около 200 МэВ энергии. При захвате остальных $\bar{\nu}-1$ нейтронов энерговыделение составляет около 5% энергии, освобождаемой при делении. Однако в отличие от осколков и β -частиц нейтроны способны проникать на большие расстояния от точки деления ядра. После замедления их эффективно захватывают многие конструкционные элементы. При этом в некоторых из них энерговыделение от захвата нейтронов является подавляющим и расчет его требует особого внимания.

Ниже представлен рассчитанный авторами вклад в тепловыделение от захвата для основных поглотителей нейтронов. Расчет включал как непосредственно энергию реакции захвата [в основном (n, γ)], так и последующих радиоактивных превращений дочернего ядра, за вычетом энергии антинейтрино и долгоживущих продуктов. Энергия, приходящаяся в среднем на один захват нейтрона в реакторных материалах, МэВ/нейтр.: ^{235}U - 6,55; ^{238}U - 5,70; ^{239}Pu - 6,53; ^{240}Pu - 5,25; ^{241}Pu - 6,30; ^{10}B - 2,79; цирконий - 8,07; ^{135}Xe - 7,99; ^{149}Sm - 7,99; продукты деления - 8,0; водород - 2,2.

Вычисление среднего тепловыделения от захвата одного нейтрона \bar{E}_{nc} требует знания баланса нейтронов. Его расчет проводился по программе УНИРАСОС [13] для нескольких первых кампаний реактора ВВЭР-440.

Доля захватов основным поглотителем нейтронов - нуклидом ^{238}U меняется за кампанию незначительно. Это же относится и к суммарному вкладу ^{235}U и ^{239}Pu , имеющих к тому же почти одинаковые энергии захвата. Общий вклад урана и плутония составляет 2/3 всех захватов. Доля захватов конструкционными материалами и водой также практически не меняется и составляет несколько процентов. Перечисленные реакторные материалы дают вклад в постоянную часть энерговыделения при захвате. Динамика энерговыделения \bar{E}_{nc} обусловлена поглощением нейтронов в боре и продуктах деления.

На рис. I представлен график роста энерговыделения при захвате нейтронов \bar{E}_{nc} для реактора ВВЭР-440 за четыре первые кампании до выхода на стационарный режим работы. Возрастание \bar{E}_{nc} как в течение каждой кампании (сплошная линия), так и в целом за несколько первых кампаний обусловлено уменьшением захватов нейтронов в боре и увеличением в продуктах деления. В стационарном режиме работы реактора величина \bar{E}_{nc} возрастает за время кампании от 5,6 до 6,0 МэВ/нейтр. Ошибка в ее определении составляет $\pm 0,2$ МэВ/нейтр.



Рис. I. Энерговыделение (сплошные кривые) при захвате нейтронов без деления в ходе четырех первых кампаний реактора ВВЭР-440 (пунктирная кривая - перегрузка реактора)

Полная тепловая энергия, приходящаяся на одно деление. Величина этой энергии включает все виды тепловыделения в реакторе за полный цикл превращения делящегося ядра и его фрагментов. Она определяется выражением (2) и может быть переписана в виде $E_f = E_{ef} + (\bar{\nu} - 1)\bar{E}_{nc}$, где $E_c = (\bar{\nu} - 1)\bar{E}_{nc}$ — энергия от захвата нейтронов, приходящаяся на один акт деления.

В табл. 2 представлены рассчитанные авторами энергии E_f для основных компонентов реакторного топлива ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu . При этом энерговыделение от захвата нейтронов принималось $\bar{E}_{nc} = 5,8 \pm 0,2$ МэВ/дел., что соответствует середине стационарной кампании реактора. Вводя доли α^i урана и плутония (по числу делений), можно определить усредненную по составу топлива энергию $\bar{E}_f = \sum \alpha^i E_f^i$, где индексы i , равные 5, 8, 9, 1, относятся к перечисленным выше нуклидам (табл. 3).

Таблица 2

Полная тепловая энергия, выделяющаяся в реакторе на тепловых нейтронах и ее компоненты от деления и захвата нейтронов, МэВ/дел.

Нуклид	E_{ef}	$(\bar{\nu} - 1)\bar{E}_{nc}$	E_f
^{235}U	193,6±0,3	8,2±0,4	201,8±0,5
^{238}U	194,6±0,5	10,5±0,5	205,1±0,7
^{239}Pu	199,5±0,4	10,9±0,5	210,4±0,6
^{241}Pu	201,5±0,5	11,2±0,5	212,7±0,7

Таблица 3

Вклады α^i нуклидов ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu по числу делений и усредненное по составу топлива полное тепловое энерговыделение E_f для трех кампаний реактора ВВЭР-440

Кампания реактора	α^5	α^8	α^9	α^1	\bar{E}_f , МэВ/дел.
Первая	0,861*	0,071	0,068	0	201,7**
	0,526	0,078	0,355	0,041	205,5
Вторая	0,681	0,073	0,223	0,023	203,8
	0,486	0,078	0,370	0,066	206,3
Третья	0,707	0,073	0,197	0,023	203,8
	0,513	0,077	0,348	0,062	206,1

*Везде в числителе приведены значения для начала кампании, в знаменателе — для конца.

**Здесь учтено, что после 1 мес работы реактора энергия нераспавшихся долгоживущих продуктов деления составит 0,55 МэВ/дел.

Предполагается [14], что погрешность в определении вклада α^i достигает 10% (относительных). Исходя из этого, можно оценить дополнительную, вносимую в расчет \bar{E}_f ошибку (0,5 МэВ/дел.).

На динамику энерговыделения в реакторе оказывает влияние также медленный характер процесса β -распада продуктов деления. Задержка β -распада относительно момента деления приводит к задержке в выделении части энергии после пуска реактора, перехода с одного уровня мощности на другой и его останова.

Зависимость выделяющейся с β -частицами и γ -квантами β -распада остаточной энергии от времени выдержки топлива после его годового облучения представлена на рис. 2. Исходные данные для расчета этой зависимости взяты из работ [4, 15]. Видно, что через 1 мес после прекращения работы реактора остаточное тепловыделение составит примерно 0,25 МэВ/дел., а через 2 мес — 0,16 МэВ/дел. Спад активности с течением времени замедляется, и через 4 мес тепловыделение все еще составляет 0,1 МэВ/дел. Эти поправки на остаточное тепловыделение необходимо учитывать в расчете величины \bar{E}_f .

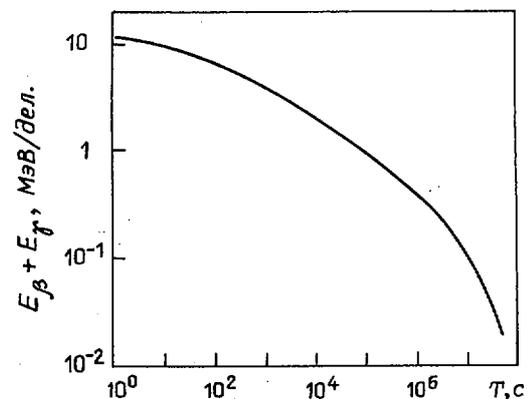


Рис. 2. Остаточное тепловыделение в реакторе ВВЭР-440 после годового облучения топлива

Дальнейшее снижение ошибок расчета энерговыделения авторы связывают с уточнением энергии, уносимой антинейтрино, с детальным учетом баланса нейтронов и с уточнением расчета вкладов по числу делений ядер топлива для каждого конкретного реактора.

Авторы приносят глубокую благодарность Л.А.Микаэлян за полезные обсуждения работы.

Список литературы

1. James M.F. Energy released in fission//J.Nucl.Energy. 1969. V.23, N 9. P.517-536.
2. James M.F. The useful energy released in the fission of ^{232}Th , ^{233}U , ^{234}U , ^{236}U , ^{237}Np , ^{238}Pu , ^{240}Pu , ^{242}Pu //Ibid. 1971. V.25, N 10. P.517-521.
3. Немировский П.Э., Маневич Л.Г. Энергия деления изотопов урана и трансурановых элементов//Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981. Вып.5. С.3-9.
4. Tasaka K., Ihara H., Akiyama M. e.a. INDC nuclear data library of fission products//Preprint-12871 Japan Atomic Energy Research Institute, 1983.
5. Глушков Е.С., Демин В.Е., Пономарев-Степной Н.Н., Хрулев А.А. Тепловыделение в ядерном реакторе. М.: Энергоатомиздат, 1985.
6. Колобашкин В.М., Рубцов П.М., Ружанский П.А. и др. Радиационные характеристики облученного ядерного топлива. М.: Энергоатомиздат, 1983.
7. Горбачев В.М., Замятин Д.С., Лбов А.А. Взаимодействие излучений с ядрами тяжелых элементов и деление ядер. М.: Атомиздат, 1976.
8. Копейкин В.И. Энергия, выделяемая на акт деления урана и плутония в ядерном реакторе: Препринт ИАЭ-4305/2. М., 1986.
9. Кравцов В.А. Массы атомов и энергии связи ядер. М.: Атомиздат, 1974.
10. Crouch E.A.C. Fission-product yields//Atomic Data Nucl. Data Tables. 1977. V.19. P.419-509.
11. Vogel P., Schenter G.K., Mann F.M., Schenter R.E. Reactor antineutrino spectra and their application to antineutrino - induced reactions//Phys.Rev. 1981. V.C24. P.1543-1555.
12. Dickens J.K. Electron antineutrino spectrum for $^{235}\text{U}(n,f)$ //Phys.Rev.Letters. 1981. V.46. P.1061-1064.
13. Сидоренко В.Д., Пшенин В.В. Инженерные методы и программы подготовки мало групповых констант для расчетов активных зон с легководным замедлителем//Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика и техника ядерных реакторов. 1985. Вып.4. С.3-9.
14. Коровкин В.А., Коданев С.А., Яричин А.Д. и др. Измерение выгорания ядерного топлива в реакторе по нейтринному излучению//Атомная энергия. 1984. Т.56. С.214-218.
15. Овчинников Ф.Я., Голубев Л.И., Добрынин В.Д. и др. Эксплуатационные режимы водо-водяных энергетических ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1979.

Статья поступила в редакцию 12 августа 1987 г.

УДК 539.17

АНОМАЛИИ В ПРОХОЖДЕНИИ γ -ИЗЛУЧЕНИЯ ИСТОЧНИКА ^{60}Co ЧЕРЕЗ СВИНЕЦ, БИСМУТ И УРАН

Л. А. Трыков, Ю. И. Колеватов, В. П. Семенов

ANOMALIES IN A SOURCE ^{60}Co GAMMA-RAY TRANSMISSION THROUGH LEAD, BISMUTH, URANIUM. Transmission of ^{60}Co radionuclide gamma-rays through iron, wolfram, lead, bismuth and uranium was investigated in a "bad" geometry. Energy spectra were measured and reduction factors of 1,33 MeV gamma-rays were obtained. Information earlier obtained by other procedures on anomalous gamma-ray reduction in lead and existance of irregularities in leakage spectra from lead and uranium was corroborated. Anomalous gamma-ray reduction in bismuth was also detected.

Настоящая работа является продолжением работы [1], в которой опубликованы результаты экспериментальных исследований прохождения γ -излучения радионуклидного источника ^{60}Co через большие толщины железа, свинца и урана в широкой геометрии. Были обнаружены значительные отклонения от расчет-

ных данных по ослаблению γ -излучения с энергией 1,33 МэВ, по факторам накопления, по форме энергетических спектров. В энергетических спектрах выявлены нерегулярности в виде пиков, расположенных в области рассеянных γ -квантов. Эти экспериментальные факты противоречат расчетным данным по переносу γ -излучения в веществе.

В работе [1] измерения выполнены двумя типами сцинтилляционных спектрометров: с органическим кристаллом стибена и с неорганическим кристаллом CsI(Tl). Разрешение спектрометров составляло около 10% для $E=1,33$ МэВ.

Цель настоящей работы, во-первых, проверка полученных в работе [1] результатов с помощью полупроводникового гамма-спектрометра, обладающего значительно лучшей разрешающей способностью; во-вторых, продолжение исследований по данной проблеме.

Источники излучений и методы измерений. Были использованы те же источники γ -излучения, что и в работе [1]: три радионуклидных источника ^{60}Co активностью $(3,14 \pm 0,11) \cdot 10^5$ Бк, $(3,03 \pm 0,10) \cdot 10^9$ Бк и $(2,96 \pm 0,10) \cdot 10^{10}$ Бк. Путем относительных измерений источники согласованы между собой по активности с погрешностью менее 3%. Измерения выполнены с помощью промышленного Ge(Li)-спектрометра ДГДК-50А-3, охлаждаемого жидким азотом. Кристалл детектора имел цилиндрическую форму диаметром 40 мм и высотой 40 мм, глубина чувствительного слоя - 23 мм, объем чувствительного слоя - $16,4 \text{ см}^3$. Реальное разрешение спектрометра было не хуже 0,5-1,1% для энергии 1,33 МэВ, т.е. составляло по абсолютной величине 7-15 кэВ.

Исследуемые материалы и схема эксперимента. Были проведены исследования прохождения γ -излучения через следующие материалы: железо (плотность $\rho = 7,80 \text{ г/см}^3$), вольфрам ($\rho = 19,0 \text{ г/см}^3$), свинец ($\rho = 11,3 \text{ г/см}^3$), висмут ($\rho = 9,80 \text{ г/см}^3$), обедненный уран ($\rho = 18,7 \text{ г/см}^3$). Погрешность в определении плотности составляла не более 1%.

Геометрия эксперимента показана на рис.1. Исследования проведены в сферической геометрии (рис.1,а), комбинированной геометрии, полученной составлением вместе шагового и цилиндрического макетов из исследуемого материала (рис.1,б), ограниченной барьерной геометрии, в которой барьером служил цилиндр из исследуемого материала (рис.1,в). Кроме того, для железа, свинца и висмута были выполнены измерения в условиях, близких к узкой геометрии. При этом коллиматором источника служил свинцовый шар диаметром 40 см с радиальным каналом диаметром 2,8 см. Детектор был расположен на расстоянии 85 см от источника и для уменьшения фона защищен слоем свинца. Посередине между источником и детектором располагали цилиндрические исследуемые образцы. Во всех измерениях погрешность в определении расстояний и размеров не превышала 1-2%.

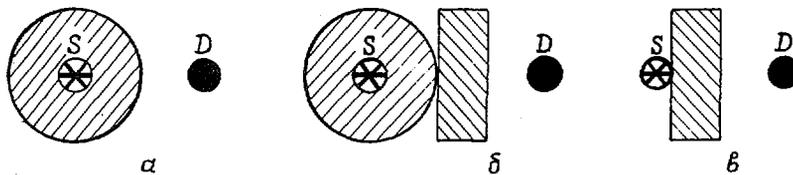


Рис.1. Геометрия эксперимента: S - источник; D - детектор

Результаты исследования ослабления γ -излучения с энергиями 1,17 и 1,33 МэВ. Исследовано ослабление плотностей потоков γ -излучения источника ^{60}Co в широкой геометрии в различных средах. Экспериментальные значения ослабления плотностей потоков γ -излучения для энергий 1,17 и 1,33 МэВ получены путем прямого сравнения площадей пиков полного поглощения на аппаратурных спектрах. При вычислении площадей пиков был вычтен вклад импульсов от рассеянных γ -квантов.

Результаты измерений представлены в табл.1 и на рис.2 в форме отношений экспериментальных плотностей потока к расчетным (φ_3/φ_p) в узкой геометрии: $\varphi_p = \varphi_0 \exp(-\mu d)$, где μ - полный линейный коэффициент ослабления, взятый из справочника [2]; d - толщина слоя материала на оси источник - детектор.

Ослабление γ -излучения в железе и вольфраме соответствует расчетному, ослабление в свинце и висмуте значительно меньше расчетного. С увеличением толщины материала увеличивается расхождение

ние между экспериментом и расчетом. Ослабление в свинце и висмуте одинаково в пределах экспериментальных погрешностей для равных μd . При равных толщинах ослабление в сферической геометрии меньше, чем в комбинированной, так как комбинированная геометрия ближе к условиям узкой геометрии.

Таблица I

Относительное ослабление γ -излучения источника ^{60}Co различными средами в широкой геометрии (погрешности φ_3/φ_p составляют не более 10% для $\mu d \leq 10$ и не более 15% для $\mu d > 10$)

Тип геометрии	Толщина слоя d , см	E_{γ} , МэВ	μ , см ⁻¹	μd	φ_3/φ_p	φ_3/φ_p
Железо						
Сферическая (шар диаметром 40 см)	20,0	1,17	0,430	8,6	1,02	0,05
		1,33	0,405	8,1	1,00	0,05
Вольфрам						
Ограниченная барьерная (цилиндр диаметром 15 см)	7,0	1,17	1,11	7,8	1,03	0,05
		1,33	1,02	7,1	0,99	0,05
Свинец						
Сферическая (шар диаметром 20 см)	8,5	1,17	0,700	5,95	1,58	0,16
		1,33	0,638	5,42	1,45	0,16
Ограниченная барьерная (цилиндр диаметром 20 см)	10,0	1,17	0,700	7,00	1,8	0,2
		1,33	0,638	6,38	1,7	0,2
То же	12,8	1,17	0,700	8,9	2,3	0,3
		1,33	0,638	8,1	2,2	0,2
Комбинированная (шар диаметром 20 см и цилиндр диаметром 20 см, высотой 10 см)	18,5	1,17	0,700	12,9	2,6	0,3
		1,33	0,638	11,7	2,5	0,3
Сферическая (шар диаметром 40 см)	16,0	1,17	0,700	11,2	2,9	0,3
		1,33	0,638	10,2	3,0	0,3
Комбинированная (шар диаметром 40 см и цилиндр диаметром 20 см, высотой 4 см)	20,0	1,17	0,700	14,0	2,8	0,4
		1,33	0,638	12,8	3,0	0,4
Комбинированная (шар диаметром 40 см и цилиндр диаметром 20 см, высотой 10 см)	26,0	1,17	0,700	18,2	3,6	0,5
		1,33	0,638	16,6	3,2	0,4
Висмут						
Ограниченная барьерная (цилиндр диаметром 40 см)	8,5	1,17	0,61	5,20	1,56	0,18
		1,33	0,56	4,70	1,66	0,19
Ограниченная барьерная (цилиндр диаметром 30 см)	13,8	1,17	0,61	8,42	2,1	0,3
		1,33	0,56	7,63	1,85	0,25
То же	19,1	1,17	0,61	11,7	2,46	0,32
		1,33	0,56	10,6	2,32	0,30
" "	29,0	1,17	0,61	17,7	4,4	0,5
		1,33	0,56	16,0	3,5	0,4
Уран						
Сферическая (шар диаметром 22 см)	9,6	1,17	1,25	12,0	0,98	0,10
		1,33	1,13	10,8	1,02	0,10

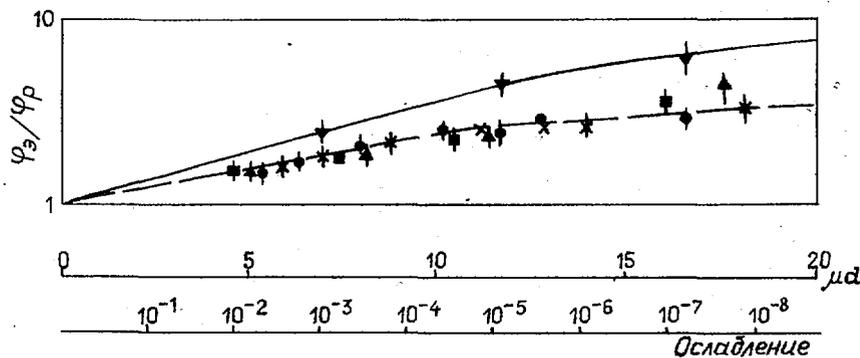


Рис.2. Относительное ослабление φ_3/φ_p γ -излучения источника ^{60}Co в свинце (\bullet - для $E_\gamma = 1,33$ МэВ, \times - $1,17$ МэВ, ∇ - рассчитанные для спектрометра с разрешением $\eta = 10\%$, $E_\gamma = 1,33$ МэВ) и в висмуте (\blacksquare - для $E_\gamma = 1,33$ МэВ, \blacktriangle - $1,17$ МэВ)

Следует отметить, что точность измерения ослабления линии $E_\gamma = 1,17$ МэВ существенно меньше точности измерения ослабления линии $1,33$ МэВ. Это обусловлено тем, что вклад рассеянного компонента излучения в пик полного поглощения линии $E_\gamma = 1,17$ МэВ большой и его трудно точно учесть.

Из рис.2 следует, что при $\mu d \leq 10$ относительное ослабление линии $E_\gamma = 1,33$ МэВ растет быстрее, чем при $\mu d > 10$ (кривая 2). Это можно объяснить тем, что при больших μd условия эксперимента ближе к узкой геометрии. Если учесть вклад рассеянных γ -квантов в пик $E_\gamma = 1,33$ МэВ для спектрометра с разрешением 10% , то зависимость относительного ослабления от величины μd (верхняя кривая рис.2) совпадает с результатами работы [1] в пределах погрешностей.

Более точное, чем в работе [1], значение коэффициента ослабления μ для свинца в широкой геометрии равно $0,59 \pm 0,01$ см $^{-1}$; оно на $6-9\%$ меньше, чем для узкой геометрии. Для висмута значение этого коэффициента в широкой геометрии равно $0,50 \pm 0,01$ см $^{-1}$. В экспериментах с урановым шаром измеренные значения ослабления линий $1,33$ и $1,17$ МэВ совпали с расчетными.

С целью проверки полученных результатов и методики измерения проведены исследования ослабления линии $E_\gamma = 1,33$ МэВ в условиях, близких к узкой геометрии. Относительные ослабления приведены в табл.2.

Таблица 2
Относительные ослабления γ -излучения источника ^{60}Co при $E_\gamma = 1,33$ МэВ цилиндрическими образцами в условиях, близких к узкой геометрии

Толщина образца d , см	μd	Диаметр образца, см	φ_3/φ_p	
Железо				
20,0	8,1	6,0	1,00	0,02
Свинец				
5,3	3,4	8,0	0,99	0,01
11,0	7,0	8,0	1,04	0,02
16,0	10,2	12,0	1,10	0,03
Висмут				
10,0	5,4	6,0	0,98	0,02
20,0	10,8	6,0	1,02	0,02

Экспериментальные и расчетные ослабления с хорошей точностью совпадают для железа, свинца и висмута. Небольшое отклонение наблюдается для свинца при диаметре образца 12 см, так как в этом случае хуже соблюдаются условия узкой геометрии.

Результаты исследования спектров γ -излучения. Аппаратурные спектры γ -излучения показаны на рис.3-5 (для сравнения аппаратурный спектр источника ^{60}Co - на рис. 3, 5). На рис. 3, 4 энергии $1,33$ МэВ соответствует $170-171$ -й каналы анализатора; энергии $1,17$ МэВ - 151 -й канал. Импульсы, обусловленные комптоновскими электронами, лежат ниже примерно 145 -го канала. Поэтому в области выше 145 -го канала аппаратурный спектр с точностью до небольших поправок на эффективность совпадает с энергетическим спектром.

При толщине слоя свинца более 16 см на спектрах начинают проявляться нерегулярности. На спектре γ -излучения после слоя свинца толщиной 26 см отчетливо проявляются дополнительные к двум основным пики в районе 159 -го ($1,24$ МэВ) и 166 -го ($1,29$ МэВ) каналов. Проявляются также нерегулярности в области ниже 140 -го канала.

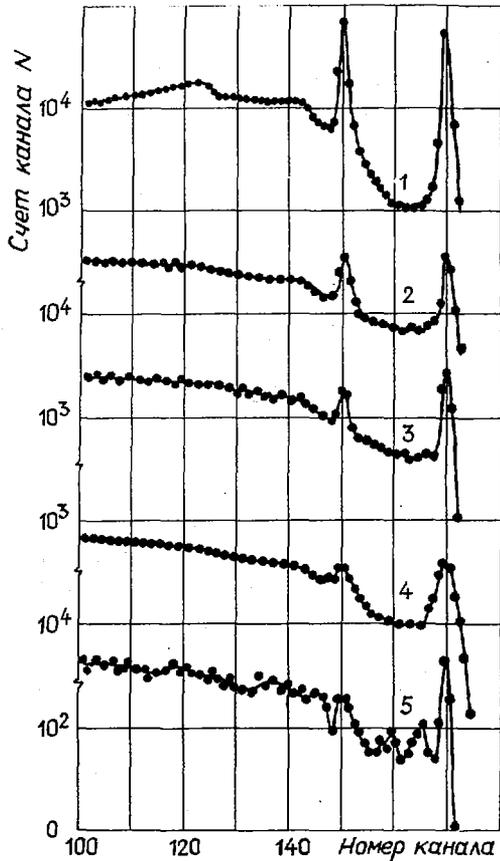


Рис. 3

Рис.3. Аппаратурные спектры γ -излучения, прошедшего через свинец в различной геометрии: 1 - спектр источника ^{60}Co ; 2 - сферическая геометрия (шар диаметром 20 см), $d = 8,5$ см; 3 - комбинированная геометрия (шар диаметром 20 см и цилиндр диаметром 20 см, высотой 10 см), $d = 18,5$ см; 4 - сферическая геометрия (шар диаметром 40 см), $d = 16,0$ см; 5 - комбинированная геометрия (шар диаметром 40 см и цилиндр диаметром 20 см, высотой 10 см), $d = 26$ см

Рис.4. Аппаратурный спектр γ -излучения ^{60}Co , прошедшего через барьер из висмута диаметром 30 см, $d = 19,1$ см

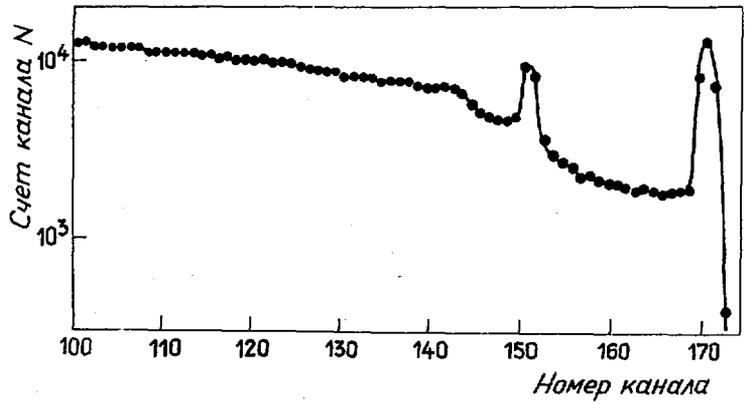


Рис.4

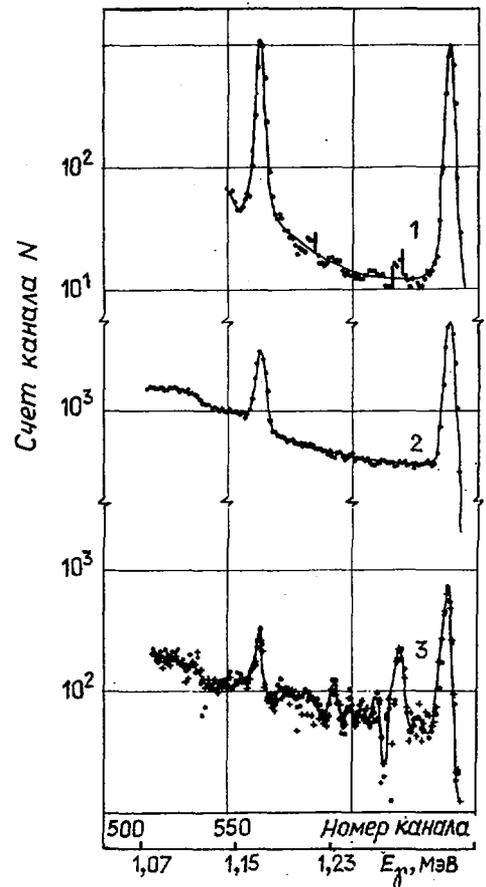


Рис.5

Рис.5. Аппаратурные спектры γ -излучения ^{60}Co , прошедшего через свинец и висмут в широкой геометрии: 1 - спектр источника ^{60}Co ; 2 - спектр γ -излучения, прошедшего через барьер из висмута диаметром 30 см, $d = 19,1$ см; 3 - спектр γ -излучения, прошедшего через свинец в комбинированной геометрии (шар диаметром 40 см и цилиндр диаметром 20 см, высотой 10 см), $d = 26$ см

На рис.5 показаны аппаратные спектры γ -излучения на растянутой энергетической шкале. На спектре после слоя свинца толщиной 26 см в области между основными пиками видны два относительно больших пика в районе энергий 1,24 и 1,29 МэВ (те же пики, что и на рис.3). Кроме того, проявляются более мелкие нерегулярности. На спектрах γ -излучения после прохождения висмута подобные нерегулярности не проявляются (по-видимому, из-за недостаточной толщины слоя).

На рис.6 показаны аппаратные спектры γ -излучения, прошедшего через свинец и висмут, совмещенные по линии 1,33 МэВ. При таком сравнении видно, что спектры заметно смягчаются при увеличении толщины слоя свинца и висмута. Интересно, что спектр после прохождения слоя висмута толщиной 19,1 см ($\mu d = 10,6$ для $E_\gamma = 1,33$ МэВ) существенно мягче спектра после прохождения 20 см свинца ($\mu d = 12,8$ см для $E_\gamma = 1,33$ МэВ). Так как массовые коэффициенты взаимодействия с γ -излучением для свинца и висмута практически одинаковы, то различие в спектрах может быть вызвано различиями в геометрических условиях измерений.

На спектре γ -излучения, выходящего из уранового шара диаметром 22 см, проявляются нерегулярности в области энергий ниже 1,1 МэВ в виде размытых пиков, ширина которых значительно превышает разрешение спектрометра. Расположение и ширина пиков совпадают с данными работы [1].

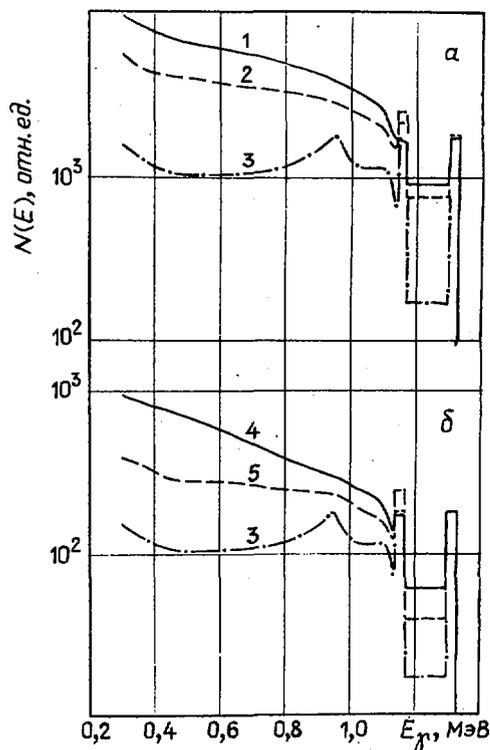


Рис.6. Аппаратурные спектры γ -излучения ^{60}Co , прошедшего через свинец (а) и висмут (б): 1 - комбинированная геометрия (шар диаметром 40 см и цилиндр диаметром 20 см, высотой 4 см), $d = 20,0$ см; 2 - сферическая геометрия (шар диаметром 20 см), $d = 8,5$ см; 3 - спектр источника ^{60}Co ; 4 - барьер диаметром 30 см, $d = 19,1$ см; 5 - барьер диаметром 40 см, $d = 8,5$ см

Обсуждение результатов. Полученные данные в принципиальном плане согласуются с результатами работы [1], а именно:

- в условиях узкой геометрии ослабление γ -излучения источника ^{60}Co (линия $E_\gamma = 1,33$ МэВ) в железе, свинце и висмуте соответствует справочным данным [2];
- в широкой геометрии ослабление линии $E_\gamma = 1,33$ МэВ в железе происходит с тем же значением коэффициента ослабления μ , что и в узкой геометрии;
- в широкой геометрии ослабление линии $E_\gamma = 1,33$ МэВ в свинце происходит со значением μ , меньшим, чем в узкой геометрии;
- на спектрах γ -излучения, прошедшего через значительные толщины свинца (более 20 см), наблюдаются нерегулярности в виде пиков.

Использование гамма-спектрометра с высокой разрешающей способностью позволило уточнить значение коэффициента μ ($E_\gamma = 1,33$ МэВ) для свинца в широкой геометрии. Расхождение с оценкой этого коэффициента в работе [1] объясняется тем, что в ней недоучтен вклад рассеянного излучения в пик, обусловленный γ -квантами линии 1,33 МэВ. Для данных, полученных в настоящей работе, этот вклад составляет менее 10-15% при $\mu d = 16,6$. Оценка сделана путем экстраполяции спектра рассеянного излучения в область пика 1,33 МэВ. При меньших μd вклад рассеянного излучения в пик уменьшается.

Для проверки результатов, полученных при исследовании прохождения γ -излучения через свинец, был взят ближайший к свинцу элемент - висмут. Оказалось, что в широкой геометрии ослабление линии $E_\gamma = 1,33$ МэВ в висмуте также происходит с коэффициентом μ , меньшим, чем в узкой геометрии. При равных μd ослабление линии 1,33 МэВ в свинце и висмуте совпадает в пределах экспериментальных погрешностей.

Сечение когерентного рассеяния для свинца и висмута составляет около 2,3% полного сечения при $E_\gamma = 1,33$ МэВ. Если, как и в работе [1], предположить, что расхождения с расчетными данными по ослаблению γ -излучения обусловлены недооценкой при расчетах вклада когерентного рассеяния, то для подгонки расчетных данных к экспериментальным следует в 2-3 раза увеличить сечение когерентного рассеяния и на 15-30% уменьшить сечение фотопоглощения. Погрешность сечения фотопоглощения в этой области энергий достигает 20% [2], поэтому такое предположение не кажется неправдоподобным. Однако это предположение не согласуется с полученными данными по ослаблению для урана. Сечение когерентного рассеяния в уране составляет 2,2% полного сечения, но ослабление в сферической геометрии соответствует расчету с коэффициентом ослабления μ , равным справочному значению μ_t .

Экспериментальные данные, полученные в настоящей работе, не позволяют достаточно уверенно отвергнуть или подтвердить гипотезы, высказанные в работе [1]. Однако наличие множества пиков на спектре γ -излучения, прошедшего слой свинца толщиной 26 см, особенно в области энергий 1,17 - 1,33 МэВ, и их нерегулярный характер сильно уменьшают вероятность гипотезы о влиянии на спектр кристаллической структуры свинца и увеличивают шансы гипотезы о влиянии на спектр взаимодействий γ -излучения с атомными ядрами.

Нерегулярности в спектрах проявляются при больших толщинах исследуемого материала, когда в спектре накапливается много рассеянных γ -квантов. Это свидетельствует о фильтрации γ -излучения нерегулярностями в сечениях взаимодействия. Можно предположить, что нерегулярности обусловлены наложением на гладкие сечения взаимодействия с атомными электронами резко нерегулярных сечений взаимодействия с атомными ядрами.

Известно, что в энергетической области ниже порога фотоделения ядер существуют редко расположенные уровни резонансного рассеяния и поглощения γ -излучения ядрами с шириной резонанса $\Gamma < 10^{-2}$ эВ. Если допустить, что на энергетическом интервале шириной $\Delta = 10$ кэВ, равным разрешению нашего спектрометра, расположен один резонансный уровень, то для свинца и энергии $E_\gamma = 1,25$ МэВ оценка по известным квантовомеханическим формулам [3] дает следующее значение макроскопического сечения взаимодействия: $\Sigma_p \approx 0,5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ ($\Gamma \leq 10^{-2}$ эВ). Грубая оценка для условий широкой геометрии при толщине свинца 26 см показывает, что относительный вклад в спектр рассеянных γ -квантов в результате резонансного взаимодействия составит менее 1,5%.

На экспериментальных спектрах (см. рис. 3, 5) этот вклад достигает для $E_\gamma = 1,29$ МэВ, например, 30-70%. Отсюда следует, что либо резонансный уровень имеет ширину $\Gamma = 0,2-0,4$ эВ, либо на энергетическом интервале $\Delta = 10$ кэВ расположено более 20-40 резонансных линий. Тогда $\Sigma_p \approx (1-2) \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$, что составляет 1,5-3,0% μ_t . Или остается допустить, что согласно гипотезе работы [1] существует механизм "подкачки" уровня $E_\gamma = 1,29$ МэВ с более высоколежащего уровня (уровней) в районе энергии 1,33 МэВ.

Следуя "ядерной" гипотезе, можно следующим образом объяснить anomальное ослабление линии $E_\gamma = 1,33$ МэВ в свинце. Для свинца при $d = 26$ см измеренное относительное ослабление φ_3/φ_p линии 1,33 МэВ в широкой геометрии (см. табл. I) составляет 2,8-3,6 раза. Если учесть при расчете полностью вклад когерентного рассеяния, т.е. $\varphi'_p = \varphi_p \exp(\mu_{ch} d)$, где μ_{ch} - линейный коэффициент когерентного рассеяния, то $\varphi_3/\varphi'_p = 1,8-2,4$. Вклад около 100% дает резонансное рассеяние на уровне шириной $\Gamma \approx 0,6$ эВ (или на уровнях с такой суммарной шириной) в районе энергии 1,33 МэВ. В уране такого уровня в области $E_\gamma = 1,33$ МэВ нет, поэтому ослабление совпадает с расчетным.

Из изложенного можно сделать следующие выводы:

1. Полученные с помощью Ge(Li)-спектрометра экспериментальные данные о прохождении γ -излучения источника ^{60}Co через различные среды в принципиальном плане подтверждают результаты работы [1].

2. С помощью Ge(Li)-спектрометра получена более точная оценка эффективного линейного коэффициента ослабления μ линии с энергией 1,33 МэВ в широкой геометрии в свинце ($\mu = 0,59 \pm 0,01 \text{ см}^{-1}$), что на 6-9% меньше справочного значения μ_t .

3. Для висмута в широкой геометрии получено значение $\mu = 0,50 \pm 0,01 \text{ см}^{-1}$, что меньше справочного значения μ_t на 8-10%. В пределах экспериментальных погрешностей ослабление линии 1,33 МэВ для свинца и висмута совпадает (при равных μd).

4. Измеренное в настоящей работе эффективное значение коэффициента μ для обедненного урана в сферической геометрии с точностью не хуже 2% совпадает со справочным значением μ_t .

5. На аппаратурных спектрах γ -излучения, прошедшего слой свинца толщиной 26 см, наблюдаются отчетливо выраженные нерегулярности. В области энергий между 1,17 и 1,33 МэВ спектр состоит из ряда пиков. Этот экспериментальный факт согласуется с высказанной в работе [1] гипотезой о влиянии на форму спектра взаимодействий γ -излучения с атомными ядрами.

6. Из предположения о влиянии на спектры γ -излучения (прошедшего слой свинца толщиной 26 см) резонансного рассеяния γ -квантов на ядрах следует, что некоторые резонансные уровни должны обладать очень большой шириной $\Gamma = 0,2-0,6 \text{ эВ}$ или что на энергетическом интервале $\Delta = 10 \text{ кэВ}$ должно быть расположено несколько уровней с такой суммарной шириной.

Список литературы

1. Трыков Л.А., Колеватов Ю.И., Семенов В.П. Экспериментальные результаты по изучению особенностей прохождения γ -излучения в веществе // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1987. Вып. 4. С. 49.
2. Сторм Э., Исраэль Х. Сечения взаимодействия гамма-излучения. М.: Атомиздат, 1973.
3. Каипов Д.К. Резонансное рассеяние гамма-лучей на ядрах. Алма-Ата: Наука, 1967.

Статья поступила в редакцию 12 ноября 1987 г.

УДК 621.039.519.4

ОБ ОЦЕНКЕ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ВОЗМУЩЕНИЮ КРИТИЧНОСТИ РЕАКТОРОВ

В. А. Д у л и н

THE REACTIVITY WORTH EXPERIMENTS EVALUATION. The bilinear weighted constants has been used in a reactor calculations at comparing reactivity worth coefficients obtained in calculations and experiments. The simple method of bilinear correction is proposed for evaluating of small sample reactivity worth experiments in heterogeneous media. It has shown that evaluation of measurements $k^+(k_\infty)$ in heterogeneous media is more complicated in homogeneous one. The numerical estimations are carried out for some fast critical assemblies KBR. Bilinear corrections are very sufficient for construction and scattering materials.

Возмущение критичности реакторов нулевой мощности (критических сборок) образцами различных материалов используют как для проверки сечений поглощения нейтронов в них, так и для других целей. В последнее время предпринимаются попытки измерить этим методом средние сечения поглощения таких слабых поглотителей, какими являются конструкционные материалы (железо, хром, никель) [1, 2].

При анализе этих экспериментов заметную роль играют особенности подготовки групповых констант в резонансной области для расчетов по теории возмущений. Групповые константы для таких расчетов должны получаться усреднением нейтронных сечений не только с весом потока, но и с весом ценности (билинейное усреднение [3]). Другой возможный путь - вычисление добавок к сечениям из-за изменения резонансной самоэкранировки при изменении концентрации элемента в среде (прямое дифференцирование [4]). Оказалось, что в гомогенной среде оба направления в приближении узких резонансов дают одинаковые результаты [5].

Ранее было показано [6], что в приближении узких резонансов при билинейном усреднении в гомогенной среде групповые макросечения среды равны макросечениям, усредненным с весом потока. Это обеспечивает сохранение прежних групповых потоков, ценностей и $K_{эф}$. Парциальные групповые сечения рождения нейтронов $\nu\bar{\sigma}_f$ и рассеяния $\bar{\sigma}_s$ отдельных элементов R , входящие в выражение для коэффициентов реактивности

$$\rho_R = \lim_{\Delta n_R \rightarrow 0} (\Delta K / K^2) / \Delta n_R, \quad (1)$$

усредняются с весом потока, а полное сечение $\bar{\sigma}_t$ усредняется билинейно. Билинейная добавка к сечению поглощения получается как разность полных сечений, усредненных билинейно и по потоку:

$$\delta\bar{\sigma}_{aR}^j = \bar{\sigma}_{tR}^j - \bar{\sigma}_{tR}^j.$$

В настоящей работе рассматриваются особенности проведения экспериментов по возмущению гетерогенной среды образцами. Проведен анализ таких экспериментов в целях получения информации о точности нейтронных сечений элементов, входящих в состав образцов. Рассмотрим среду, состоящую из плоскопараллельных слоев элемента R с резонансной структурой (χ_R и n_R - толщина слоя и концентрация элемента в слое) и из слоев с нерезонансным элементом M (с соответствующими параметрами χ_M и n_M). Сечение разбавления элемента R в слое $R\bar{\sigma}_{ORR}$ с использованием приближения Вигнера можно записать в виде [7]

$$\bar{\sigma}_{ORR} = \frac{n_M \chi_M \bar{\sigma}_M}{n_R \chi_R (1 + 2 n_M \chi_M \bar{\sigma}_M)} = \frac{\bar{\sigma}_{OR}}{1 + 2 n_M \chi_M \bar{\sigma}_M} = \bar{\sigma}_{OR} \psi, \quad (2)$$

где $\bar{\sigma}_M$ - полное сечение элемента M ; $\bar{\sigma}_{OR}$ - сечение разбавления для гомогенной среды того же состава. Тогда зависимость потока $\varphi_R(E)$ и ценности $\varphi_R^+(E)$ в слое R вблизи резонанса имеет вид

$$\varphi_R(E) = \frac{\bar{\sigma}_{PR} + \bar{\sigma}_{ORR}}{\bar{\sigma}_{tR}(E) + \bar{\sigma}_{ORR}}; \quad \varphi_R^+(E) = \frac{\beta \nu \bar{\sigma}_{fR}(E) + \bar{\sigma}_{sR}(E) + \bar{\sigma}_{ORR}}{\bar{\sigma}_{tR}(E) + \bar{\sigma}_{ORR}}, \quad (3)$$

а в слое M [8]

$$\varphi_M(E) = 1 + [\varphi_R(E) - 1] \psi; \quad \varphi_M^+(E) = 1 + [\varphi_R^+(E) - 1] \psi. \quad (4)$$

Используя простую модель резонанса (обозначения общепринятые)

$$\bar{\sigma}_{tR}(X) = \frac{\bar{\sigma}'_0}{1 + X^2} + \bar{\sigma}_{PR}; \quad \bar{\sigma}_{aR}(X) = \frac{\Gamma_a \bar{\sigma}'_0}{\Gamma(1 + X^2)}; \quad X = 2(E - E_{рез})/\Gamma, \quad (5)$$

и усредняя с весом потока сечение поглощения, имеем для узких ($\Gamma \ll D$) резонансов (символ $\langle \rangle$ означает интегрирование по интервалу энергии ΔE , равному среднему расстоянию между резонансами D в группе j , далее индекс j для простоты опущен)

$$\bar{\sigma}_{aRR} = \frac{\langle \bar{\sigma}_{aR}(E) \varphi_R(E) \rangle}{\langle \varphi_R(E) \rangle} = \frac{\pi \Gamma_a \bar{\sigma}'_0}{2D} f_{RR} = \bar{\sigma}_{aR} f_{RR}; \quad (6)$$

$$\bar{\sigma}_{aRM} = \frac{\langle \bar{\sigma}_{aR}(E) \varphi_M(E) \rangle}{\langle \varphi_M(E) \rangle} = \frac{\pi \Gamma_a \bar{\sigma}'_0}{2D} [1 - (1 - f_{RR}) \psi] = \bar{\sigma}_{aR} f_{RM}, \quad (7)$$

где $f_{RR} = \left(1 + \frac{\bar{\sigma}'_0}{\bar{\sigma}_{PR} + \bar{\sigma}_{ORR}}\right)^{-1/2}; \quad (8)$

$\bar{\sigma}_{aRR}$ - сечение поглощения нейтронов элементом R в слое R ; $\bar{\sigma}_{aRM}$ - то же в слое M . Если $\bar{\sigma}_{aRR}$ определяет макросечение поглощения в среде, то $\bar{\sigma}_{aRM}$ - это сечение для индикатора R , помещаемо-

го в бесконечно малом количестве в слой M , как это бывает при проведении активационных измерений и соответствующих расчетов активации.

Рассчитывая опыты по возмущению критичности путем внесения дополнительной концентрации Δn_R элемента R в слой R (рис. I, а), необходимо вычислить билинейную поправку $\delta\bar{\sigma}_{ARR} = \bar{\sigma}_{LRR} - \bar{\sigma}_{LRR}$. Используя выражения (3) и (5) и усредняя билинейно и по потоку величину $\bar{\sigma}_{LR}(E) + \bar{\sigma}_{ORR}$, получим [8]

$$\delta\bar{\sigma}_{ARR} = \bar{\sigma}_{ORR} \left(1 - \frac{\langle \varphi_R \varphi_R^+ \rangle}{\langle \varphi_R \rangle \langle \varphi_R^+ \rangle} \right) = \frac{\bar{\sigma}_{ORR} (\beta V \bar{\sigma}_{fRR} - \bar{\sigma}_{ARR})}{2(\bar{\sigma}_{pR} + \bar{\sigma}_{ORR})} = \bar{\sigma}_{ORR} Z_R. \quad (9)$$

Если возмущается концентрация нерезервного элемента M в области $M \Delta n_M$, то билинейная поправка к сечению поглощения элемента M

$$\delta\bar{\sigma}_{aMM} = \bar{\sigma}_{LMM} - \bar{\sigma}_{LMM} = \bar{\sigma}_{LM} \left(\frac{\langle \varphi_M \varphi_M^+ \rangle}{\langle \varphi_M \rangle \langle \varphi_M^+ \rangle} - 1 \right).$$

Используя выражения (4), (5) и (7), а также результат работы [8]

$$\frac{\langle \varphi_M \varphi_M^+ \rangle}{\langle \varphi_M \rangle \langle \varphi_M^+ \rangle} - 1 \approx \left(\frac{\langle \varphi_R \varphi_R^+ \rangle}{\langle \varphi_R \rangle \langle \varphi_R^+ \rangle} - 1 \right) \psi^2,$$

получим

$$\delta\bar{\sigma}_{aMM} \approx -\bar{\sigma}_{LM} Z_R \psi^2. \quad (10)$$

Полные поправки выражений (9) и (10) будут равны соответственно $\delta\bar{\sigma}_{ARR} X_R$ и $\delta\bar{\sigma}_{aMM} X_M$, если возмущения Δn_R и Δn_M равномерно распределены по слоям X_R и X_M (см. рис. I, а). Эти результаты можно получить и методом прямого дифференцирования [4]. Обозначим для краткости $\bar{\sigma}_{ARR} = \beta V \bar{\sigma}_{fRR} - \bar{\sigma}_{ARR}$. Возмущение заблокированных макросечений в слое $R \Delta \Sigma_{ARR}$ при возмущении Δn_R слоя R

$$\Delta \Sigma_{ARR} = \Delta(n_R \bar{\sigma}_{AR} f_{RR}) = \left(\bar{\sigma}_{AR} f_{RR} + \bar{\sigma}_{AR} n_R \frac{d f_{RR}}{d n_R} \right) \Delta n_R.$$

Отношение $\Delta \Sigma_{ARR} / \Delta n_R$ входит в выражение для ρ_R (1) и равно $\Delta \Sigma_{ARR} / \Delta n_R = \bar{\sigma}_{ARR} + \bar{\sigma}_{AR} n_R (d f_{RR} / d n_R) = \bar{\sigma}_{ARR} + \delta\bar{\sigma}_{ARR}$. Вычисляя производную с использованием выражений (2) и (8), получаем $\delta\bar{\sigma}_{ARR} = -\bar{\sigma}_{ARR} Z_R$, что совпадает с выражением (9) после учета знака, поскольку $\delta\bar{\sigma}_{ARR}$ входит в расчет ρ_R со знаком минус как добавка к составляющей реактивности поглощения.

Полное возмущение заблокированных макроконстант в слое R при возмущении Δn_M всего слоя X_M есть $\Delta \Sigma_{ARR} X_R / \Delta n_M = \bar{\sigma}_{AR} n_R X_R (d f_{RR} / d n_M) = \bar{\sigma}_{LM} Z_R X_M \psi^2$, что также совпадает с величиной полной билинейной поправки $\delta\bar{\sigma}_{aMM} X_M$ из выражения (10).

Таким образом, оба подхода дают одинаковую величину поправок к традиционно используемым (усредненным по потоку) групповым сечениям поглощения в формулах теории возмущений первого порядка при описании возмущений состава среды типа рис. I, а.

Однако в отличие от гомогенного случая при одинаковом относительном изменении концентраций в слоях R и M

$$\Delta n_R / n_R = \Delta n_M / n_M, \quad (11)$$

суммарная билинейная поправка не равна нулю, т.е. условие

$$\delta\bar{\sigma}_{ARR} X_R \Delta n_R + \delta\bar{\sigma}_{aMM} X_M \Delta n_M = 0 \quad (12)$$

не выполняются.

Используя выражения (2), (9) и (10), можно убедиться, что условие (12) справедливо при $\Delta n_R/n_R = (\Delta n_M/n_M)\psi$. Это означает, что опыты по одинаковому возмущению концентраций всей гетерогенной среды в целях получения величины $k^+ \approx k_\infty \sqrt{1}$ нельзя в принципе описывать с использованием усредненных по потоку констант. Гомогенное сечение разбавления $\bar{\sigma}_{OR}$ остается постоянным при условии (11), а гетерогенное сечение $\bar{\sigma}_{ORR}$ не остается, что видно из выражения (2).

При проведении экспериментов зачастую образец имеет длину, равную длине ячейки или кратную ей, и часть образца попадает в слой R, а часть в слой M (рис. 1, б). Поэтому для элемента R ($\Delta n_R \neq 0$) необходимо рассчитывать не только величины $\bar{\sigma}_{ARR}$ и $\delta\bar{\sigma}_{ARR}$, но и $\bar{\sigma}_{ARM}$ и $\delta\bar{\sigma}_{ARM}$. Для нерезонансного элемента M необходимо рассчитать величину $\delta\bar{\sigma}_{AMR}$, которая, очевидно, равна

$$\delta\bar{\sigma}_{AMR} = \bar{\sigma}_{tMR} - \bar{\sigma}_{tMR} = \bar{\sigma}_{tM} \left(\frac{\langle \varphi_R \varphi_R^+ \rangle}{\langle \varphi_R \rangle \langle \varphi_R^+ \rangle} - 1 \right) = -\bar{\sigma}_{tM} Z_R.$$

С учетом выражения (4) получаем

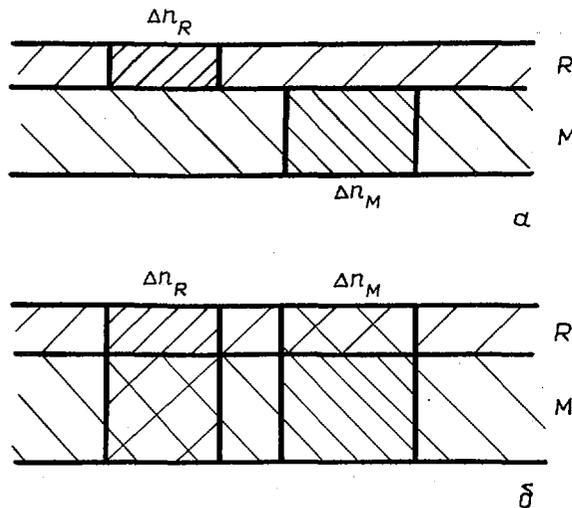
$$\begin{aligned} \delta\bar{\sigma}_{ARM} &= \frac{\langle \bar{\sigma}_{tR}(E) \varphi_M(E) \varphi_M^+(E) \rangle}{\langle \varphi_M(E) \rangle \langle \varphi_M^+(E) \rangle} - \frac{\langle \bar{\sigma}_{tR}(E) \varphi_M(E) \rangle}{\langle \varphi_M(E) \rangle} = \\ &= \psi(1-\psi) \frac{\langle \bar{\sigma}_{tR} \varphi_R^+ \rangle - \langle \bar{\sigma}_{tR} \rangle \langle \varphi_R^+ \rangle}{\langle \varphi_M \rangle \langle \varphi_M^+ \rangle} + \\ &+ \bar{\sigma}_{ORR} \frac{\langle \varphi_R \rangle \langle \varphi_R^+ \rangle}{\langle \varphi_M \rangle \langle \varphi_M^+ \rangle} \left(1 - \frac{\langle \varphi_R \varphi_R^+ \rangle}{\langle \varphi_R \rangle \langle \varphi_R^+ \rangle} \right) \psi^2. \end{aligned} \quad (13)$$

Ограничиваясь вышеиспользованными приближениями, можно получить

$$\delta\bar{\sigma}_{ARM} \approx \psi(1-\psi) \left\{ \bar{\sigma}_{AR} - \bar{\sigma}_{ARR} \left[1 + \frac{\langle \bar{\sigma}_{tR} \rangle - \bar{\sigma}_{PR}}{2(\bar{\sigma}_{PR} + \bar{\sigma}_{ORR})} \right] \right\} + \bar{\sigma}_{ORR} Z_R \psi^2.$$

Полные поправки при таком однородном возмущении $\delta\bar{\sigma}_{AM} = -\bar{\sigma}_{tM} Z_R (X_R + X_M \psi^2)$; $\delta\bar{\sigma}_{AR} = \bar{\sigma}_{ORR} Z_R (X_R + X_M \psi^2) + \left\{ \bar{\sigma}_{AR} - \bar{\sigma}_{ARR} \left[1 + (\langle \bar{\sigma}_{tR} \rangle - \bar{\sigma}_{PR}) / 2(\bar{\sigma}_{PR} + \bar{\sigma}_{ORR}) \right] \right\} X_M \psi(1-\psi)$.

В гомогенном пределе ($\psi \rightarrow 1$) обе поправки переходят в соответствующие гомогенные значения. При этом второе слагаемое в $\delta\bar{\sigma}_{AR}$ обращается в нуль.



Практические вычисления удобно проводить с использованием техники подгрупп. Величину $\bar{\sigma}_{PR}$ можно брать равной значению среднего сечения упругого рассеяния во второй и третьей подгруппах, а величины, имеющие множителем $\psi(1-\psi)$, вычислять согласно выражениям (3) - (5) и (13). В более сложных ячейках, используя лучшие, чем условие (2), приближения для $\bar{\sigma}_{ORR}$, можно в качестве величины ψ брать отношение $\bar{\sigma}_{ORR}/\bar{\sigma}_{OR}$.

Рис. 1. Изменения концентраций элементов R и M в опытах первого (а) и второго (б) типов

Полученные результаты нетрудно обобщить и на случай нескольких резонансных поглотителей z , отличных от R . Выражение для коэффициента реактивности элемента R в слое типа R (см. рис. 1, а) будет иметь вид

$$\rho_{RR} \approx \sum_{j=1}^{26} \left\{ \chi_R \left[-(\bar{\sigma}_{fRR}^j + \bar{\sigma}_{cRR}^j) \varphi_R^{+j} + \frac{1}{R_{эф}} \left(\sum_{i=1}^{26} \chi^i \varphi_R^{+i} \right) \nu \bar{\sigma}_{fRR}^j + \right. \right. \\ \left. \left. + \sum_{i=j}^{26} \bar{\sigma}_{RR}^{j-i} \varphi_R^j (\varphi_R^{+i} - \varphi_R^{+j}) \right] \varphi_R^j + C_{RR}^j + D_{RR}^j \right\}, \quad (14)$$

где $C_{RR}^j = -\bar{\sigma}_{ORR}^j Z_R^j \chi_R \varphi_R^{+j} \varphi_R^j$;

$$D_{RR}^j = \bar{\sigma}_{tRR}^j \chi_R \varphi_R^j \left(\sum_{z \neq R} Z_z^j \nu_z^{j^2} \right);$$

$$Z_\alpha^j = \frac{(\beta \nu^{j^2} - 1) \bar{\sigma}_{f\alpha\alpha}^j (1 - f_{f\alpha\alpha}^{j^2}) - \bar{\sigma}_{c\alpha\alpha}^j (1 - f_{c\alpha\alpha}^{j^2})}{2(\bar{\sigma}_{p\alpha}^j + \bar{\sigma}_{o\alpha\alpha}^j)};$$

C_{RR}^j дает вклад в реактивность вследствие изменения резонансного поглощения в самом слое R , а D_{RR}^j - в других слоях, содержащих резонансные поглотители типа z .

Если элемент R вносится равномерно во все слои ячейки, то выражение (14) надо просуммировать по всем слоям:

$$\langle \rho_R \rangle = \sum_{n=1}^M \rho_{Rn} + C_R + D_R, \quad (15)$$

где ρ_{Rn} - сумма первых трех слагаемых в выражении (14) с заменой сечений, потоков и ценностей в слое R^n на соответствующие величины в слоях n . В случае $n \neq R$ берутся сечения $\bar{\sigma}_{XRM}$ (7), а

$$C_R = - \sum_{j=1}^{26} \left\{ \bar{\sigma}_{ORR}^j Z_R^j \left(\chi_R \varphi_R^{+j} \varphi_R^j + \sum_{n \neq R} \chi_n \varphi_n^{+j} \varphi_n^j \nu_R^{j^2} \right) + \right. \\ \left. + \chi_R \varphi_R^{+j} \varphi_R^j \nu_R (1 - \nu) \left[\bar{\sigma}_{AR}^j - \bar{\sigma}_{ARR}^j - \frac{(\bar{\sigma}_{tR}^j - \bar{\sigma}_{PR}^j) \bar{\sigma}_{ARR}^j}{2(\bar{\sigma}_{PR}^j + \bar{\sigma}_{ORR}^j)} \right] \right\};$$

$$D_R = \sum_{j=1}^{26} \sum_{z \neq R} Z_z^j \left(\chi_z \bar{\sigma}_{tRz}^j \varphi_z^{+j} \varphi_z^j + \sum_{n \neq z; n \neq R} \chi_n \bar{\sigma}_{tRn}^j \varphi_n^{+j} \varphi_n^j \nu_z^{j^2} \right).$$

В качестве примера применения полученных результатов были проведены расчеты отношений коэффициентов реактивности отдельных элементов i (к коэффициенту реактивности ^{235}U) ρ^i / ρ^{235} в некоторых критических сборках, созданных в последнее время для проверки нейтронных сечений захвата конструкционными материалами. Сборка КБР-9 с высокообогащенным (около 90%) ураном имела спектр нейтронов несколько более мягкий, чем спектр типичного реактора-размножителя с топливом из двуокиси урана и натриевым теплоносителем, а сборки КБР-II и КБР-13 близки к реактору-размножителю по спектру и обогащению [2]. На рис. 2 схематически представлены ячейки этихборок.

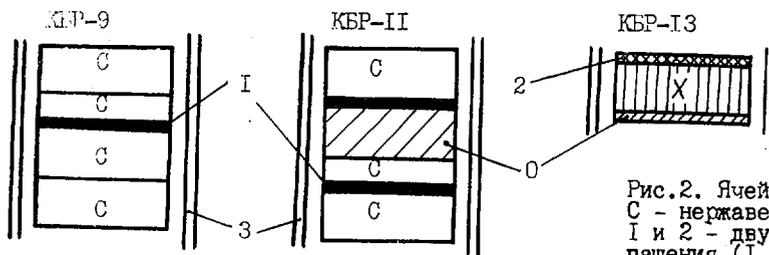


Рис.2. Ячейки сборок, включающих блочки из: С - нержавеющей стали Х189Н (толщина 10 мм); I и 2 - двуокиси урана 90%-ного и 36%-ного обогащения (1,5 мм); 0 - двуокиси урана природного; X - хрома (10 мм); 3 - стенки труб из нержавеющей стали

В таблице приведены результаты расчета однородных величин ρ^i/ρ^{235} , величина изменения расчетного отношения из-за гетерогенной структуры сборок (поправка гетерогенная) и билинейная поправка C_R и D_R согласно выражению (15)*.

Расчет ρ^i/ρ^{235} и поправки из-за гетерогенности и билинейного усреднения

Сборка	Расчет и поправки	Железо	Хром	Никель	$^{10}\text{В}$	Углерод
КБР-9	Однородный расчет	-0,00295	-0,00556	-0,00922	-1,98	+0,0021
	Поправки:					
	гетерогенная	-0,00003	+0,00014	+0,00018	+0,05	-0,0008
	билинейная	-0,00010	-0,00010	-0,00134	-0,05	-0,0006
КБР-II	Однородный расчет	-0,00427	-0,00663	-0,01133	-1,17	-0,0040
	Поправки:					
	гетерогенная	+0,00040	+0,00035	+0,00088	-0,17	+0,0018
	билинейная	-0,00037	-0,00042	-0,00214	-0,02	-0,0008
КБР-13	Однородный расчет	-0,00497	-0,00485	-0,01164	-1,29	-0,0027
	Поправки:					
	гетерогенная	+0,00011	+0,00008	+0,00027	-0,05	+0,0007
	билинейная	-0,00084	-0,00017	-0,00337	-0,02	-0,0011

Видно, что гетерогенные и билинейные поправки зависят от обогащения урана. Кроме того, величина билинейных поправок также зависит от гетерогенной структуры (см. рис.2). Для слабых поглотителей и углерода их вклад в реактивность составляет десятки процентов и немного превышает погрешность эксперимента. Пренебрежение ими может существенно повлиять на выводы при сравнении данных расчета с экспериментом.

В заключение отметим, что хотя для описания экспериментов типа рис.1,а подход билинейного усреднения и прямого дифференцирования эквивалентен, описание эксперимента типа рис.1,б удобнее проводить на языке билинейного усреднения. Напротив, влияние конечных размеров образца (посредством которого производится возмущение) на величину билинейных поправок проще учесть на языке прямого дифференцирования, как это сделано в работе [4].

Список литературы

1. Голубев В.И., Исачин С.И., Казанский Ю.А. и др. Исследование характеристик размножающей среды из ^{235}U и нержавеющей стали // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1978. Вып. I (28). С. 41-46.

* Расчет проведен С.М.Бедняковым по программе NEERC, составленной на основе вышеприведенных результатов.

2. Голубев В.И., Дулин В.А., Казанский Д.А. и др. Изучение сечений захвата конструкционных элементов//Атомная энергия. 1986. Т.61, вып.4. С.249-253.
3. Pitterle T.A., Maunard C.W. Bilinear averaging for diffusion theory parameters//Trans.Amer. Nucl.Soc. 1965. V.1. P.205-206.
4. Горбатов Н.Е., Мамонтов В.Ф., Орлов В.В. и др. Исследование эффективности материалов в быстрой сборке БФС-16//В кн.: Труды трехстороннего советско-бельгийско-голландского симпозиума (Мелекесс, 1970). М.: ЦНИИАтоминформ. 1970. Т.1, С.123-129.
5. Николаев М.Н., Рязанов Б.Г., Савоськин М.М., Цибуля А.М. Многогрупповое приближение в теории переноса нейтронов. М.: Энергоатомиздат, 1984. С.188.
6. Дулин В.А. Влияние группового приближения на величину коэффициентов реактивности//Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1976. Вып.21. С.134-139.
7. Белл Д., Глесстон С. Теория ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1974.
8. Дулин В.А. Резонансная структура функции ценности в гетерогенных реакторах//Атомная энергия. 1978. Т.45, вып.2. С.107-111.

Статья поступила в редакцию 30 октября 1987 г.

УДК 621.039.51.17

ОБ ОПТИМАЛЬНОМ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ГЕОМЕТРИЧЕСКОГО "РАСЩЕПЛЕНИЯ"
ПРИ МНОГОГРУППОВЫХ РАСЧЕТАХ ВОДОРОДСОДЕРЖАЩЕЙ ЗАЩИТЫ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО

И. Ю. Ш и м к е в и ч

ON OPTIMAL USE OF GEOMETRICAL SPLITTING IN MULTIGROUP CALCULATIONS OF HYDROGENOUS SHIELDING BY MONTE-CARLO METHOD.
The present paper gives the investigation results of the optimal splitting plane location algorithms in the multigroup calculations of neutron propagations through the symmetry system by the Monte-Carlo method. A homogeneous water cylinder of 100 cm length and 50 cm in radius is considered. The splitting surfaces are the planes normal to the symmetry axis of the cylinder. Consideration is given to the normal plane source uniformly distributed on the face of the cylinder and to the five energy groups. The optimal location of splitting planes is obtained for the estimation of a group leakage through the surface of $z=100$ cm and a group flux in the geometrical zones in the cylinder. To use the splitting surfaces in the groups below a third is not efficient.

Для ускорения сходимости вычисляемых функционалов нейтронного излучения в программном комплексе RINA [1] применяется "расщепление" на плоскостях, перпендикулярных оси симметрии защиты. С учетом рекомендации [2] о расстановке плоскостей расщепления в соответствии с условием падения тока между плоскостями расщепления в n раз (где n - заданный коэффициент расщепления) была предусмотрена возможность получения информации о распределении групповых токов на задаваемой сетке плоскостей. Соответствующая обработка полученной информации позволяет выбирать плоскости расщепления в процессе расчета. Для выяснения вопроса о применимости различных алгоритмов выбора коэффициентов расщепления и о влиянии введения расщепления в верхних энергетических группах на нижние группы при чисто групповых расчетах были проведены численные эксперименты на модельной задаче.

Постановка задачи. Рассматривалось вычисление групповых энергетических утечек нейтронов через задний торец и групповых потоков в геометрических зонах внутри водяного цилиндра радиусом 50 см и длиной 100 см. На передний торец цилиндра равномерно по площади падает мононаправленный поток частиц (нормальное падение) со спектром деления (0,016; 0,088; 0,184; 0,27; 0,202; 0,141; 0,061; 0,024; 0,01; 0,03; 0,001). Используется чисто групповой подход в приближении, описанном в работе [3]. В геометрических зонах для расчета потоков используется оценка по длине пробега, для утечки через задний торец - оценка по математическому ожиданию. С учетом специфики прохождения

нейтронного излучения через водородсодержащую защиту исследование оптимального алгоритма расщепления проводилось для пяти энергетических групп с разбиением по энергии в соответствии с используемыми константами (10,5; 6,5; 4,0; 2,5; 1,4; 0,8 МэВ). Для каждой энергетической группы требовалось подобрать оптимальную расстановку плоскостей расщепления и коэффициент расщепления, а также оценить влияние расщепления в верхних группах на оценки вычисляемых величин в нижних группах.

Планирование численных экспериментов. Имея информацию о распределении группового тока на плоскостях, перпендикулярных оси симметрии, расставленных через 1 см в цилиндре, можно получить данные для расстановки плоскостей расщепления в соответствии с падением тока в заданное число раз. Например, при коэффициенте расщепления $n=2$ с точностью до 1 см получаем следующую расстановку: для первой энергетической группы через 7 см, для второй группы через 6 см, для третьей через 5 см, для четвертой и пятой через 4 см.

Применяя различные коэффициенты n и разную расстановку плоскостей расщепления только в первой энергетической группе, первоначально планировалось получить наиболее эффективный алгоритм для первой группы, проследив при этом за эффективностью получения оценок в других группах. Затем предполагалось ввести расщепление во второй группе и оценить различие трудоемкости получаемых оценок при применении расщепления только в первой энергетической группе или в двух группах; потом, найдя оптимальный вариант для первой и второй групп, перейти к введению расщепления в третьей и остальных группах. В качестве критерия трудоемкости взята величина $F = (6 \cdot 100\% / D) \tau_{cp}$, где D - среднее значение определяемой величины; σ - среднеквадратичное отклонение этой величины; τ_{cp} - среднее время моделирования одной истории.

Анализ результатов. В основном все расчеты проводились на статистике 200 000 историй, за исключением тех случаев, когда некорректный выбор коэффициента расщепления или расположения плоскостей расщепления приводил к резкому росту времени расчета. Для первой энергетической группы выполнены расчеты с коэффициентом n , равным 2,3,4,8,16,32, с соответствующей расстановкой плоскостей расщепления в местах падения тока в 2,3,4,8,16,32 раза и с расстановкой через длину среднего свободного пробега с $n=2$, что составило в соответствии с макроконстантами примерно 8,8 см. Проводился аналоговый расчет задачи и расчет, когда в местах падения тока в 2 раза использовали $n=3$. Выборочные значения потоков в геометрических зонах с координатами по оси симметрии 45-50 и 99-100 см и трудоемкости получения этих данных приведены в табл.1. Групповые и суммарные потоки через задний торец цилиндра приводятся в табл.2 и 3. Для первой энергетической группы трудоемкость получения всех рассчитываемых величин одинакова при использовании коэффициента n , равного 2,3,4, при падении тока между плоскостями в 2,3,4 раза. При n , равном 8,16,32, среднее время на историю уменьшается и увеличение трудоемкости связано с ростом дисперсии рассчитываемых величин. Это объясняется невозможностью уменьшения количества вкладов в оценки при редкой расстановке плоскостей расщепления. Использование $n=3$ в местах падения тока в 2 раза приводит к резкому увеличению трудоемкости. Расстановка через длину среднего свободного пробега увеличивает трудоемкость в 1,5 раза, что вполне приемлемо в условиях отсутствия информации о расщеплении тока в рассчитываемой системе. Хотя трудоемкость при $n=8$ выше, чем при n , равном 2,3,4, величины оценок утечек в третьей, четвертой и пятой группах выше. Использование $n=8$ для нейтронов первой группы, прошедших ближе к заднему торцу защиты, позволяет улучшить вклад в оценки для третьей, четвертой и пятой групп.

Для внутренних геометрических зон редкая расстановка плоскостей расщепления ($n=8$ при 21, 41, 61, 79 см) ухудшает эффективность алгоритма для первой, второй и третьей групп, но улучшает для четвертой и пятой. Однако последующее введение расщепления во второй и третьей группах более оптимально, чем при коэффициенте $n=8$ только в первой группе. Поэтому с точки зрения ситуации расчета различных оценок для первой группы наиболее целесообразно использовать коэффициенты n , равные 2,3,4, с соответствующей расстановкой.

Исследования для второй и третьей групп велись для n , равных 2, 3, при падении тока между плоскостями в 2 и 3 раза. Введение расщепления во второй группе привело к небольшому увеличению трудоемкости при расчете утечек через задний торец. При этом выявилась заниженность полученных данных при использовании расщепления только в первой группе. Потоки в геометрических зонах получены с меньшей трудоемкостью. Особенно заметно уменьшение для зон, более близких к источнику.

Использование $n=3$ в местах падения тока в 2 раза во второй группе, как видно из табл.3, приводит к увеличению трудоемкости почти в 30 раз. Введение расщепления в третьей группе с n , равным 2, 3, не повлияло на значения суммарной утечки (см.табл.3) и привело даже к некоторому повышению трудоемкости в результате увеличения времени расчета. Однако для утечки в третьей группе (см.табл.2) и потоков в зоне 99-100 см (см.табл.1) такое повышение трудоемкости компенсирует некоторое занижение результатов при использовании расщепления только для двух групп. Причем для зон, близких к источнику (45-50 см), трудоемкость уменьшается при введении расщепления еще в третьей группе. Введение расщепления в четвертой и пятой группах нецелесообразно для получения утечек через задний торец и потоков в зонах, удаленных от источника. Только для зон, близких к источнику, видно небольшое уменьшение трудоемкости при введении дополнительного расщепления в четвертой группе. Так как основной интерес представляло получение оценок в зонах, удаленных от источника, вопрос о различии между коэффициентами n , равными 2, 3, 4, для зон, близких к источнику, не рассматривался. Но, судя по результатам расчета потока в зоне 45-50 см, более частая расстановка в этом случае предпочтительнее. Из сравнения данных, представленных в табл.2 и 3, видно, что для расчета утечек через задний торец цилиндра достаточно вводить расщепление в двух энергетических группах. Это обусловлено применением оценки математического ожидания и спецификой прохождения нейтронного излучения через водородсодержащую среду. При использовании оценки по длине пробега для потоков в геометрических зонах требуется введение дополнительного расщепления в третьей группе для зон, удаленных от источника. Для геометрических зон, близких к источнику, сказывается влияние нерассеянного излучения; введение расщепления необходимо и в четвертой группе, хотя это ведет к увеличению трудоемкости вычисления данных в верхних группах.

Таблица I

Энергетические потоки в зонах

Группа	Методика расчета	45-50 см		99-100 см	
		D	F	D	F
	Аналоговый	7,357-4	5,811-2	-	-
	$n=2$ (8,8 см)	6,569-4	2,307-2	4,521-7	5,413-2
	$n=2$ (7 см)	6,415-4	2,016-2	4,898-7	3,210-2
	$n=3$ (10,5 см)	5,897-4	2,223-2	3,891-7	3,480-2
	$n=4$ (14 см)	6,122-4	2,362-2	4,734-7	3,492-2
I	$n=3$ (7 см)	6,451-4	9,890-2	4,697-7	10,42-2
	$n=8$ (21, 41, 61, 79 см)	6,671-4	2,723-2	4,573-7	4,402-2
	$n=16$ (28, 54, 79 см)	5,817-4	3,496-2	4,101-7	5,259-2
	$n=32$ (35, 68 см)	6,127-4	4,097-2	3,991-7	6,624-2
	$n=2$ (7 см)	1,618-3	4,265-2	2,776-7	4,876-2
2	$n=3$ (10,5 см)	1,434-3	4,464-2	2,533-7	4,679-2
	$n=4$ (14 см)	1,225-3	4,482-2	2,537-7	4,108-2
	$n=8$ (21, 41, 61, 79 см)	1,394-3	3,971-2	2,771-7	5,256-2
	$n=16$ (28, 54, 79 см)	1,589-3	4,368-2	2,939-7	6,541-2
	$n=32$ (35, 68 см)	1,609-3	5,078-2	1,593-7	8,331-2
	$n=2,2$ (7, 6 см)*	1,381-3	1,586-2	4,885-7	3,475-2
	$n=2,3$ (7, 9 см)	1,406-3	1,596-2	4,006-7	3,775-2
	$n=3,2$ (10,5; 9 см)	1,446-3	1,651-2	4,900-7	3,757-2
3	$n=2$ (7 см)	1,592-3	3,856-2	1,811-7	4,830-2
	$n=3$ (10,5 см)	1,539-3	4,910-2	1,889-7	8,270-2
	$n=4$ (14 см)	1,123-3	5,260-2	1,864-7	4,754-2
	$n=2,2$ (7, 6 см)	1,490-3	4,658-2	3,819-7	4,917-2
	$n=2,3$ (7, 9 см)	1,423-3	4,539-2	2,747-7	4,566-2
	$n=3,2$ (10,5; 6 см)	1,388-3	4,598-2	3,331-7	4,627-4
	$n=2,2,2$ (7, 6, 5 см)	1,445-3	2,060-2	3,566-7	6,136-2
	$n=2,2,3$ (7, 6, 7,5 см)	1,424-3	2,284-2	3,673-4	6,948-2

* В первой энергетической группе $n=2$ через 7 см плоскости расщепления, во второй группе $n=2$ через 6 см плоскости расщепления.

Группа	Методика расчета	45-50 см		99-100 см	
4	n=2 (7 см)	1,204-3	5,582-2	1,505-7	5,771-2
	n=3 (10,5 см)	1,463-3	5,258-2	1,681-7	7,332-2
	n=4 (14 см)	1,313-3	5,405-2	1,609-7	9,679-2
	n=2,2 (7, 6 см)	1,304-3	5,899-2	2,690-7	5,357-2
	n=2,3 (7, 9 см)	1,113-3	5,021-2	2,726-7	7,025-2
	n=3,2 (10,5; 6 см)	1,163-3	5,774-2	3,001-7	3,878-2
	n=2,2,2 (7, 6, 5 см)	1,188-3	2,536-2	2,833-7	7,612-2
	n=2,2,3 (7, 6, 7,5 см)	1,219-3	4,805-2	2,982-7	7,742-2
	n=2,2,2,2 (7, 6, 5, 4 см)	1,249-3	3,358-2	2,965-7	11,39-2
5	n=2 (7 см)	7,413-4	6,251-2	0,967-7	8,331-2
	n=3 (10,5 см)	7,339-4	6,535-2	0,880-7	7,136-2
	n=4 (14 см)	6,962-4	6,221-2	1,425-7	9,314-2
	n=2,2 (7, 6 см)	6,942-4	5,277-2	2,038-7	6,621-2
	n=2,3 (7, 9 см)	8,239-4	7,545-2	1,596-7	7,755-2
	n=3,2 (10,5; 6 см)	7,244-4	4,017-2	2,094-7	7,238-2
	n=2,2,2 (7, 6, 5 см)	7,990-4	3,149-2	1,895-7	8,423-2
	n=2,2,3 (7, 6, 7,5 см)	8,550-4	5,309-2	2,006-7	9,980-2
	n=2,2,2,2 (7, 6, 5, 4 см)	8,289-4	3,823-2	1,697-7	13,59-2
	n=2,2,2,2,2 (7, 6, 5, 4, 4 см)	8,235-4	4,048-2	1,848-7	14,67-2

Поток через задний торец цилиндра для пяти групп

Таблица 2

Методика расчета	1		2		3		4		5	
	D	F	D	F	D	F	D	F	D	F
n=2 (7 см)	4,520-7	1,609-2	3,592-7	2,976-2	1,561-7	3,118-2	1,471-7	3,806-2	10,41-7	7,042-2
n=3 (10,5 см)	4,145-7	1,506-2	3,417-7	3,205-2	1,626-7	3,983-2	1,399-7	4,601-2	0,737-7	6,497-2
n=4 (14 см)	4,270-7	1,563-2	3,062-7	2,806-2	1,925-7	5,081-2	1,710-7	7,066-2	0,857-7	7,162-2
n=8 (21, 41, 61, 79 см)	4,459-7	2,012-2	3,505-7	4,011-2	2,199-7	4,934-2	1,920-7	6,037-2	2,135-7	9,345-2
n=16 (28, 54, 79 см)	4,235-7	2,137-2	3,661-7	6,723-2	2,166-7	6,823-2	1,388-7	7,536-2	0,795-7	8,753-2
n=32 (35, 68 см)	4,167-7	2,642-2	3,048-7	7,772-2	1,386-7	7,266-2	1,305-7	7,961-2	0,684-7	10,90-2
n=2,2 (7, 6 см)			4,240-7	2,952-2	3,031-7	3,787-2	2,497-7	5,844-2	1,651-7	6,546-2
n=2,3 (7, 9 см)			3,669-7	3,166-2	2,713-7	3,819-2	2,395-7	5,270-2	1,492-7	6,902-2
n=3,2 (10,5; 6 см)			4,369-7	3,377-2	3,018-7	3,878-2	2,647-7	5,049-2	1,687-7	5,686-2
n=2,2,2 (7, 6, 5 см)					3,088-7	5,887-2	2,331-7	6,484-2	1,526-7	8,450-2
n=2,2,3 (7, 6, 7,5 см)					3,260-7	6,498-2	2,463-7	7,994-2	1,830-7	16,35-2
n=2,2,2,2 (7, 6, 5, 4 см)							2,597-7	10,68-2	1,484-7	12,95-2
n=2,2,2,2,2 (7, 6, 5, 4, 4 см)									1,692-7	17,16-2

Таблица 3

Суммарная утечка через задний торец цилиндра

Методика расчета	D	b	τ_{cp}	F
Аналоговая	0,501-6	0,1448-6	3,181-3	9,192-2
$n=2$ (8,8 см)	1,265-6	0,1307-6	3,476-3	3,591-2
$n=2$ (7 см)	1,218-6	0,0738-6	3,930-3	2,384-2
$n=3$ (10,5 см)	1,132-6	0,0700-6	3,925-3	2,426-2
$n=4$ (14 см)	1,183-6	0,0795-6	3,836-3	2,578-2
$n=8$ (21, 41, 61, 79 см)	1,422-6	0,1310-6	3,354-3	3,353-2
$n=16$ (28, 54, 79 см)	1,225-6	0,1357-6	3,581-3	3,966-2
$n=32$ (35, 68 см)	1,059-6	0,1313-6	3,494-3	4,327-2
$n=2,2$ (7, 6 см)	1,593-6	0,0737-6	6,106-3	2,826-2
$n=2,3$ (7, 9 см)	1,420-6	0,0647-6	6,279-3	2,861-2
$n=3,2$ (10,5; 6 см)	1,613-6	0,0801-6	6,395-3	3,174-2
$n=2,2,2$ (7, 6, 5 см)	1,538-6	0,0669-6	10,57-3	4,596-2
$n=2,2,3$ (7, 6, 7,5 см)	1,575-6	0,0726-6	11,64-2	5,366-2
$n=2,2,2,2$ (7, 6, 5, 4 см)	1,540-6	0,0690-6	18,13-2	8,120-2
$n=2,2,2,2,2$ (7, 6, 5, 4, 4 см)	1,632-6	0,0767-3	21,19-2	9,963-2
$n=3$ (7 см)	1,526-6	0,1536-6	27,5-3	27,68-2
$n=2,3$ (7, 6 см)*	1,687-6	0,1096-6	159,3-3	103,5-2

* Статистика 100 000 историй.

При расчетах прохождения нейтронного излучения через протяженную водородсодержащую защиту наиболее подходящей является расстановка плоскостей расщепления на расстояниях, соответствующих падению тока в n раз при коэффициенте расщепления n . Если нет возможности получить информацию о распределении тока в системе, то целесообразно использовать расстановку через среднюю длину свободного пробега с $n=2$. Для геометрических зон, близких к источнику, предпочтительнее более частая расстановка с $n=2$ и расщепление нужно вводить в четырех энергетических группах. Для расчета групповых утечек и потоков в геометрических зонах, удаленных от источника, достаточно расщепления в трех группах с любым значением n , равным 2, 3, 4. Для суммарной утечки через задний торец цилиндра введение расщепления в группах ниже второй приводит к увеличению трудоемкости расчета.

Список литературы

1. Блыскавка А.А., Шимкевич И.Ю. Программный комплекс RINA для расчетов нейтронных полей в осесимметричной защите методом Монте-Карло//Тезисы докладов 3-й Всесоюзной научной конференции по защите от ионизирующих излучений ядерно-технических установок, 27-29 октября 1981/Тбилиси: ТГУ ИПМ, 1981. Т.2. С.7.
2. Хисамутдинов А.И., Стариков В.Н., Морозов А.А. Алгоритмы Монте-Карло в ядерной геофизике. Новосибирск: Наука, 1985, С.69.
3. Тимофеев И.Г., Франк-Каменецкий А.Д. Подготовка данных для расчетов методом Монте-Карло на основе 26-групповой системы констант: Препринт ИАЭ № 2526. М., 1975.

Статья поступила в редакцию 12 ноября 1987 г.

NEUTRON PARAMETERS OF SLOWING-DOWN PROCESS INCLUDING INELASTIC SCATTERING. Parameters characterizing neutron slowing-down process: the average logarithmic energy decrement per collision and the average square of the logarithmic energy decrement per collision, the average cosine and the average cosine squared of the scattering angle in the laboratory system have been considered for the cases of elastic scattering and inelastic scattering with excitation discrete energy levels and continuum. For these parameters accurate and approximate expressions taking account of anisotropy of inelastic scattering in the center-of-mass system have been obtained. Neutron parameters of carbon in the energy range of 5-14 MeV have been calculated and the effect of the inelastic scattering and its anisotropy on them has been analysed.

При расчете нейтронных полей и их характеристик широко используются [1,2] параметры, характеризующие процесс упругого замедления нейтронов, а именно: $\bar{\xi}_{el}$ и $\bar{\xi}_{el}^2$ - средняя логарифмическая потеря энергии и средний квадрат логарифмической потери энергии при одном столкновении, а также $\bar{\mu}_{el}$ и $\bar{\mu}_{el}^2$ - средний косинус и средний квадрат косинуса угла рассеяния в лабораторной системе координат (L-системе) и т.п. В работе [3] нейтронные параметры упругого рассеяния с учетом его анизотропии в системе центра инерции (C-системе) представлены в виде, удобном для анализа и расчетов:

$$\bar{\alpha}_{el}(E, A) = \bar{\alpha}_{el}^{(0)}(A) \left[1 + \sum_{n=1}^N (-1)^n C_n \bar{\alpha}_{el}^{(n)}(A) f_n^{el}(E, A) \right], \quad (1)$$

где $\bar{\alpha}$ - любой из параметров замедления, усредненный по угловому распределению рассеянных нейтронов в C-системе; $\bar{\alpha}^{(0)}$ - изотропная часть соответствующего параметра; C_n - коэффициенты, представленные в виде ряда по степеням $1/A$; A - масса ядра-мишени, выраженная в единицах массы нейтрона; f_n^{el} - коэффициенты разложения (в C-системе) функции углового распределения упругорассеянных нейтронов в ряд по полиномам Лежандра; E - энергия налетающего нейтрона.

В области энергий выше порога неупругого рассеяния используются соответствующие параметры неупругого замедления. Например, через средний косинус и средний квадрат косинуса угла неупругого рассеяния ($\bar{\mu}_{in}$ и $\bar{\mu}_{in}^2$) выражаются коэффициенты разложения углового распределения неупругорассеянных нейтронов [4,5]: $B_{1,in} = 3\bar{\mu}_{in}$; $B_{2,in} = 5\bar{\mu}_{in}(3\bar{\mu}_{in}^2 - 1)/2$, где $\bar{\mu}_{in}$ - сечение неупругого рассеяния. Однако вместо моментов индикатрисы рассеяния относительно $\ln(E/E')$ целесообразно использовать моменты относительно $(E - E')$ [6,7]: среднюю потерю энергии и средний квадрат потери энергии при одном неупругом столкновении [$\bar{\Delta}_{in} = E - E'$ и $\bar{\Delta}_{in}^2 = (E - E')^2$] или относительные значения этих величин ($\bar{\Delta}_{in}/E$ и $\bar{\Delta}_{in}^2/E^2$), где E' - энергия нейтрона после рассеяния.

Кроме раздельного использования нейтронных параметров упругого и неупругого замедления находят применение и их объединенные значения. Из определения нейтронных параметров как энергетически-угловых моментов индикатрисы рассеяния следует, что при совместном учете упругого и неупругого рассеяния параметры замедления можно представить в виде [6,7]

$$\bar{\alpha} = h_{el} \bar{\alpha}_{el} + h_{in} \bar{\alpha}_{in}, \quad (2)$$

где h_{el} и h_{in} - парциальные вероятности упругого и неупругого рассеяния. При этом, если энергия нейтрона достаточна для возбуждения ряда дискретных уровней и континуума, то величина $h_{in} \bar{\alpha}_{in}$ заменяется суммой $\sum_k h_{in}^{(k)} \bar{\alpha}_{in,k} + h_{in}^{(c)} \bar{\alpha}_{in,c}$, где $h_{in}^{(k)}$ и $h_{in}^{(c)}$ - парциальные вероятности неупругого рассеяния с возбуждением уровня k ($k=1,2,\dots$) и с возбуждением континуума; $\bar{\alpha}_{in,k}$ и $\bar{\alpha}_{in,c}$ - соответствующие нейтронные параметры.

Параметры замедления, усредненные согласно выражению (2), имеют непосредственный физический смысл и используются [6,7] при условии малости средней потери энергии $\bar{\Delta}/E \ll 1$ для приближенно-го аналитического описания спектра нейтронов, пространственно-энергетического и временного рас-

предела замедляющихся нейтронов в неразмножающихся средах, а также для расчета обобщенного (на случай учета неупругого рассеяния и поглощения) фермиевского возраста нейтронов.

В работах [4,5,7] параметры неупругого замедления получены с помощью различных подходов в предположении об изотропности неупругого рассеяния в С-системе. Однако в некоторых случаях, в частности для первых уровней возбуждения легких ядер, наблюдается существенная анизотропия неупругого рассеяния в С-системе [4,8]. В настоящей работе параметры рассеяния рассмотрены непосредственно на основе точных кинематических соотношений с учетом анизотропии неупругого рассеяния в С-системе в целях получения количественной оценки влияния анизотропии на величину параметров $\bar{\alpha}_{in}$ и $\bar{\alpha}$.

Параметры неупругого рассеяния с возбуждением отдельных уровней $\bar{\alpha}_{in,k}$ можно получить на основе строгих кинематических соотношений [2,5], не зависящих от конкретного механизма процесса неупругого рассеяния. Для вывода искомых выражений необходимо соотношение, связывающее косинусы углов рассеяния $\mu_{in,k}$ и $\tilde{\mu}_{in,k}$ в L- и С-системах для каждого уровня k :

$$\mu_{in,k} = (1 + A_k \tilde{\mu}_{in,k})(1 + A_k^2 + 2A_k \tilde{\mu}_{in,k})^{-1/2}, \quad (3)$$

а также соотношение между энергиями нейтрона E и E' до и после неупругого столкновения

$$(E - E')/E = (A + 1)^{-2} (A^2 - A_k^2 + 2A - 2A_k \tilde{\mu}_{in,k}). \quad (4)$$

В выражениях (3), (4)

$$A_k = A [1 - (E_{n,k}/E)]^{1/2}, \quad E_{n,k} = E_k^* (A + 1)/A, \quad (5)$$

где $E_{n,k}$ - энергия порога неупругого рассеяния на k -м уровне; E_k^* - энергия возбуждения k -го уровня ядра-мишени. Поскольку неупругое рассеяние для каждого уровня возможно только при $E \geq E_{n,k}$, то $0 \leq A_k \leq A$.

Искомые параметры $\bar{\alpha}_{in,k}$ определяются следующим образом [9]:

$$\bar{\alpha}_{in,k}(E, E_k^*, A) = \int_{-1}^1 \alpha_{in,k}(E, E_k^*, A, \tilde{\mu}_{in,k}) \rho(E, E_k^*, A, \tilde{\mu}_{in,k}) d\tilde{\mu}_{in,k}, \quad (6)$$

где ρ - нормированная на единицу функция углового распределения неупругорассеянных нейтронов в С-системе; $\alpha_{in,k}$ - комбинации неусредненных значений $\mu_{in,k}$ и $\Delta_{in,k}/E$, определенных соотношениями (3) и (4).

Раскладывая функцию ρ в ряд по полиномам Лежандра $P_n(\tilde{\mu}_{in,k})$, получим

$$\bar{\alpha}_{in,k} = \sum_{n=0}^{\infty} B_{n,k}^{\bar{\alpha}} f_n^{(k)}; \quad \bar{\alpha}_{in,k}^{(0)} \equiv B_{0,k}^{\bar{\alpha}}; \quad (7)$$

$$B_{n,k}^{\bar{\alpha}} = \frac{2n+1}{2} \int_{-1}^1 \alpha_{in,k} P_n(\tilde{\mu}_{in,k}) d\tilde{\mu}_{in,k},$$

где $f_n^{(k)}$ - коэффициенты разложения, обычно определяемые на основе экспериментальных данных.

Подставив в выражение (7) вместо значений $\alpha_{in,k}$ соответствующие комбинации неусредненных значений $\mu_{in,k}$ и $\Delta_{in,k}/E$, получим коэффициенты $B_{n,k}^{\bar{\alpha}}$ в явном виде, причем $B_{n,k}^{\bar{\alpha}} = 0$ при $n \geq 2$, $B_{n,k}^{\bar{\alpha}} = 0$ при $n \geq 3$. Ограничившись для параметра μ^2 значением порядка анизотропии $n = 2$, представим выражения для параметров неупругого замедления в следующем виде:

$$\bar{\mu}_{in,k} = \begin{cases} \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^{n+1} \frac{1}{A_k^{n-1}} \left(\frac{n}{2n-1} - \frac{n+2}{2n+3} \frac{1}{A_k^2} \right) f_n^{(k)}, & A_k \geq 1; \\ \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n A_k^n \left(\frac{n-1}{2n-1} - \frac{n+1}{2n+3} A_k^2 \right) f_n^{(k)}, & A_k < 1; \end{cases} \quad (8a)$$

(8б)

$$\begin{aligned} \bar{\mu}_{in,k}^{(2)} = \bar{\mu}_{in,k}^{(0)} + \frac{3}{8} \left[\frac{3A_k^4 - 2A_k^2 + 3}{3A_k} - \frac{(A_k^4 - 1)(A_k^2 - 1)}{4A_k^2} q_{in} \right] f_1^{(k)} - \\ - \frac{15}{32} \frac{(A_k^4 - 1)(A_k^2 - 1)}{A_k^2} \left[1 - \frac{3A_k^4 + 2A_k^2 + 3}{12A_k(A_k^2 + 1)} q_{in} \right] f_2^{(k)} ; \end{aligned} \quad (9a)$$

$$\frac{\bar{\Delta}_{in,k}}{E} = \frac{\bar{\Delta}_{in,k}^{(0)}}{E} + \frac{1}{2} a_{in} f_1^{(k)} ; \quad (10)$$

$$\frac{\bar{\Delta}_{in,k}^2}{E^2} = \frac{\bar{\Delta}_{in,k}^{(0)2}}{E^2} - a_{in} \left[1 - \frac{A_k^2 + 1}{(A+1)^2} \right] f_1^{(k)} + \frac{1}{6} a_{in}^2 f_2^{(k)} , \quad (11)$$

где $q_{in} = \ln [(A_k + 1)/(A_k - 1)]^2$; $a_{in} = 4A_k/(A+1)^2$.

Изотропная часть соответствующего параметра равна

$$\bar{\mu}_{in,k}^{(0)} = \begin{cases} 2/(3A_k), & A_k \geq 1; \\ 1 - A_k^2/3, & A_k < 1; \end{cases} \quad \bar{\mu}_{in,k}^{(2(0))} = \frac{(A_k^2 - 1)^2}{16A_k} q_{in} - \frac{A_k^2 - 3}{4} ; \quad (12)$$

$$\frac{\bar{\Delta}_{in,k}^{(0)}}{E} = 1 - \frac{A_k^2 + 1}{(A+1)^2} ; \quad \frac{\bar{\Delta}_{in,k}^{(0)2}}{E^2} = \left[1 - \frac{A_k^2 + 1}{(A+1)^2} \right]^2 + \frac{4}{3} \frac{A_k^2}{(A+1)^4} .$$

На пороге возбуждения каждого уровня при $E = E_{n,k}$ рассматриваемые параметры принимают максимальное значение:

$$\bar{\mu}_{in,k} = 1; \quad \bar{\mu}_{in,k}^2 = 1; \quad \frac{\bar{\Delta}_{in,k}}{E} = \frac{A^2 + 2A}{(A+1)^2}; \quad \frac{\bar{\Delta}_{in,k}^2}{E^2} = \frac{(A^2 + 2A)^2}{(A+1)^4} .$$

В связи с тем, что возле порога мала парциальная вероятность неупругого рассеяния (сечение $\sigma_{in,k} \sim \sqrt{E - E_{n,k}}$), практическое значение имеет область $E > E_k^* A/(A-1)$, соответствующая условию $A_k > 1$. При таких значениях A_k выражение для параметра $\bar{\mu}_{in,k}^2$ можно упростить, разложив коэффициенты $B_{n,k}^{\mu^2}$ в ряд по степеням $1/A_k$:

$$\bar{\mu}_{in,k}^{(2)} = \bar{\mu}_{in,k}^{(0)} + \frac{4}{5A_k} \left(1 - \frac{2}{7A_k^2} \right) f_1^{(k)} + \frac{2}{3} \left(1 - \frac{11}{7A_k^2} \right) f_2^{(k)}, \quad \frac{1}{A_k^4} \ll 1. \quad (16)$$

Изотропную составляющую параметров неупругого рассеяния представим также в следующем виде:

$$\begin{aligned} \bar{\mu}_{in,k}^{(0)} = \bar{\mu}_{el}^{(0)} \sqrt{\frac{E}{E - E_{n,k}}}, \quad A_k \geq 1; \quad \bar{\mu}_{in,k}^{(2(0))} = \bar{\mu}_{el}^{(2(0))} + \frac{2}{15A^2} \frac{E_{n,k}}{E - E_{n,k}}, \quad \frac{1}{A_k^4} \ll 1; \\ \bar{\Delta}_{in,k}^{(0)} = \bar{\Delta}_{el}^{(0)} + \frac{AE_k^*}{A+1}; \quad \bar{\Delta}_{in,k}^{(2(0))} = \bar{\Delta}_{el}^{(2(0))} + \frac{A^2 EE_k^*}{(A+1)^2} \left[\frac{E_k^*}{E} + \frac{4(3A-1)}{3A(A+1)} \right], \end{aligned} \quad (13)$$

где

$$\bar{\mu}_{el}^{(0)} = \frac{2}{3A}, \quad \bar{\mu}_{el}^{(2(0))} = \frac{1}{3} \left(1 + \frac{2}{5A^2} \right), \quad \bar{\Delta}_{el}^{(0)} = \frac{2AE}{(A+1)^2}, \quad \bar{\Delta}_{el}^{(2(0))} = \frac{4A^2 E}{3(A+1)^4} -$$

соответствующие параметры упругого рассеяния.

Выражения (12), (13) для параметров неупругого рассеяния без учета анизотропии в С-системе согласуются с известными результатами [4,5,7]. Так, формулы для $\bar{\mu}_{in,k}^{(0)}$, полученные в работах [4,5], легко привести к виду (12) или (13) для $A_k \geq 1$. Выражение (12) для параметра $\bar{\mu}_{in,k}^{(0)}$ соответствует результату, приведенному (с опечаткой) в работе [4], формула (13) для параметра $\bar{\Delta}_{in,k}^{(0)}$ приведена в работе [7].

Нейтронные параметры неупругого замедления (8)-(13) при $E_k^* = 0$ ($A_k = A, E_{n,k} = 0$) переходят в соответствующие параметры упругого замедления. При этом формулы (8а), (9а) соответствуют выражениям, полученным в работе [9] для параметров упругого рассеяния с учетом его анизотропии в С-системе, а формулы (10), (11) согласуются с выражениями, приведенными в работе [7] для того же случая.

Формулы (8)-(13) определяют параметры неупругого рассеяния при рассмотрении неупругого замедления с возбуждением отдельных, далеко отстоящих один от другого уровней. Такая ситуация наиболее характерна для легких и магических ядер. Однако даже для легких ядер таким способом зачастую учитывается лишь один или несколько первых уровней, а остальные присоединяются к области континуума, для которого угловое распределение неупругорассеянных нейтронов в С-системе обычно принимается изотропным. В этом случае энергию возбуждения остаточного ядра можно определить через среднюю энергию неупругорассеянных нейтронов \bar{E}' следующим образом: $E_C^* = [(A^2+1)/(A^2+A)]E - [(A+1)/A]\bar{E}'$. Соответствующая величина A_C для континуума, аналогичная величине A_k для отдельных уровней, равна

$$A_C = \sqrt{(A+1)^2 (\bar{E}'/E) - 1} \quad (14)$$

Подстановка A_C вместо A_k в формулы (12) позволяет получить строгие значения параметров неупругого рассеяния с возбуждением континуума, если известна энергия \bar{E}' . Последнюю можно определить либо непосредственно по данным об энергетическом распределении неупругорассеянных нейтронов, либо из соотношения $\bar{E}' \approx 2T$, где T - температура ядра в испарительной модели неупругого рассеяния. В этом случае хорошим приближением для параметров неупругого рассеяния являются выражения:

$$\begin{aligned} \bar{\mu}_{in,c} &= \frac{\sqrt{2}}{3(A+1)} \sqrt{\frac{E'}{T}}; & \bar{\mu}_{in,c}^2 &= \frac{1}{3} + \frac{3}{10} (\bar{\mu}_{in,c})^2; \\ \bar{\Delta}_{in,c} &= E - 2T; & \bar{\Delta}_{in,c}^2 &= (\bar{\Delta}_{in,c})^2 + \frac{8TE}{3(A+1)^2}. \end{aligned} \quad (15)$$

В качестве иллюстрации рассмотрим нейтронные параметры углерода. Согласно данным [8], для I_{2C} первый уровень учитывается отдельно, причем неупругое рассеяние с возбуждением этого уровня анизотропно в С-системе. Остальные уровни с учетом реакции ($n, n'\alpha$) присоединены к континууму с изотропным в С-системе рассеянием и температурой ядра $T = \sqrt{E/14}$ МэВ. Из справочника [8] взяты также сечения и коэффициенты f_n ($n=1,2$) для неупругого и упругого рассеяния.

Нейтронные параметры углерода для области энергий выше порога нейтронного рассеяния ($E_{n,1} = 4,81$ МэВ) приведены в табл. 1 и 2. Значение параметра $\bar{\mu}_{el}$, вычисленное в приближении порядка анизотропии $n=2$, практически совпадает с данными библиотеки ENDF/B-IV [8]. Учет анизотропии нейтронного рассеяния в С-системе при расчете параметров замедления углерода приводит к следующему. Параметры $\bar{\mu}_{in,1}$ и $\bar{\mu}_{in,1}^2$ при относительно высокой энергии ($E \geq 10$ МэВ) существенно увеличиваются по сравнению с их изотропными значениями из-за преобладающего рассеяния нейтронов вперед в С-системе ($f_1^{(1)} \equiv \bar{\mu}_{in,1}^{(1)} > 0$). Например, при $E = 10$ МэВ отношение $\bar{\mu}_{in,1}/\bar{\mu}_{in,1}^{(0)} = 3,6$, а абсолютное значение $\bar{\mu}_{in,1}$ достигает 0,3, что выше оценки $\bar{\mu}_{in}$, приведенной в работе [10]. Заметное влияние анизотропия нейтронного рассеяния оказывает и на суммарное значение $\bar{\mu}$ и $\bar{\mu}^2$, например ее влияние на параметр $\bar{\mu}$ составляет около 20% при $E = 10$ МэВ и 8% при $E = 14$ МэВ.

Влияние анизотропии нейтронного рассеяния на параметры $\bar{\Delta}_{in,1}$ и $\bar{\Delta}_{in,1}^2$, $\bar{\Delta}$ и $\bar{\Delta}^2$ сказывается относительно слабо. Например, значения $\bar{\Delta}_{in,1}$ уменьшаются по сравнению с изотропными на 4,6 и 4,0% при энергиях 10 и 14 МэВ, а значения $\bar{\Delta}_{in,1}^2$ - соответственно на 9,0 и 7,1%.

Таким образом, полученные аналитические выражения для параметров неупругого рассеяния с учетом анизотропии в С-системе позволяют дать в каждом конкретном случае количественную оценку влияния анизотропии на параметры замедления, а также определить возможность их использования при приближенном расчете нейтронных полей и характеристик.

Таблица 1

Средний косинус и средний квадрат косинуса угла рассеяния в L-системе для углерода

E, МэВ	$\bar{\mu}_{el}$	$\bar{\mu}_{in,1}$	$\bar{\mu}_{in,c}$	$\bar{\mu}$	$\bar{\mu}_{el}^2$	$\bar{\mu}_{in,1}^2$	$\bar{\mu}_{in,c}^2$	$\bar{\mu}^2$
5,0	0,2940	0,2872	-	0,2938	0,4325	0,3588	-	0,4296
6,0	0,2137	0,1982	-	0,2106	0,4526	0,3756	-	0,4372
7,0	0,2597	0,0910	-	0,2227	0,3765	0,3772	-	0,3767
8,0	0,6120	-0,0634	-	0,4586	0,7112	0,3768	-	0,6352
9,0	0,2847	-0,0089	0,1245	0,2018	0,5174	0,4374	0,3380	0,4934
10,0	0,4742	0,2989	0,1279	0,4000	0,5958	0,4581	0,3382	0,5381
11,0	0,5877	0,1519	0,1311	0,4343	0,6660	0,4754	0,3385	0,5910
12,0	0,5994	0,1676	0,1341	0,4476	0,6551	0,4777	0,3388	0,5803
13,0	0,5889	0,1838	0,1369	0,4309	0,6425	0,4800	0,3390	0,5605
14,0	0,5775	0,2002	0,1396	0,4230	0,6349	0,4822	0,3392	0,5496

Таблица 2

Средняя относительная потеря энергии и средний относительный квадрат потери энергии для углерода

E, МэВ	$\bar{\Delta}_{el}/E$	$\bar{\Delta}_{in,1}/E$	$\bar{\Delta}_{in,c}/E$	$\bar{\Delta}/E$	$\bar{\Delta}_{el}^2/E^2$	$\bar{\Delta}_{in,1}^2/E^2$	$\bar{\Delta}_{in,c}^2/E^2$	$\bar{\Delta}^2/E^2$
5,0	0,1078	0,9617	-	0,1417	0,0189	0,9250	-	0,0548
6,0	0,1190	0,8202	-	0,2596	0,0226	0,6741	-	0,1500
7,0	0,1134	0,7280	-	0,2482	0,0194	0,5323	-	0,1319
8,0	0,0590	0,6678	-	0,1973	0,0102	0,4490	-	0,1099
9,0	0,1081	0,6054	0,8218	0,2531	0,0207	0,3707	0,6768	0,1244
10,0	0,0801	0,5281	0,8310	0,2648	0,0141	0,2829	0,6918	0,1332
11,0	0,0630	0,5051	0,8388	0,2380	0,0105	0,2604	0,7049	0,1253
12,0	0,0615	0,4718	0,8457	0,2397	0,0098	0,2282	0,7164	0,1334
13,0	0,0632	0,4433	0,8518	0,2670	0,0100	0,2023	0,7266	0,1616
14,0	0,0649	0,4184	0,8571	0,2830	0,0104	0,1811	0,7358	0,1815

Список литературы

1. Бекуртц К., Виртц К. Нейтронная физика. М.: Атомиздат, 1968.
2. Лукьянов А.А. Замедление и поглощение резонансных нейтронов. М.: Атомиздат, 1974.
3. Кулик В.В. Влияние анизотропии упругого рассеяния на параметры замедления нейтронов//Атомная энергия. 1985. Т.58. Вып.2. С.135-137.
4. Николаев М.Н., Базазянц Н.О. Анизотропия упругого рассеяния нейтронов. М.: Атомиздат, 1972.
5. Weinon T.D. A kernel for the scattering of neutrons from an excited nuclear state//J.Nucl. Energy. 1970. V.24, N 11. P.565-572.
6. Медведев Ю.А., Метелкин Е.В., Труханов Г.Я. Замедление нейтронов при наличии неупругого рассеяния//Атомная энергия. 1974. Т.36. Вып.4. С.277-281.
7. Исаков А.И., Казарновский М.В., Медведев Ю.А., Метелкин Е.В. Нестационарное замедление нейтронов. Основные закономерности и некоторые приложения. М.: Наука, 1984.
8. Медведев Ю.А., Степанов В.М., Труханов Г.Я. Ядерно-физические константы взаимодействия нейтронов с элементами, входящими в состав атмосферы и земной коры. М.: Энергоиздат, 1981.
9. Fritchard W.M., Ahrens T. Some input functions for anisotropic neutron scattering//Nucl.Sci. and Engng. 1965. V.22, N 2. P.248-252.
10. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Николаев М.Н., Цибуля М.Н. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. М.: Энергоиздат, 1981.

Статья поступила в редакцию 30 марта 1987 г.

И.М.Бондаренко, А.С.Забродская, А.С.Кривцов,
И.Н.Николаев

CALCULATION KERMA-FACTORS WITH USING OF THE EVALUATED NUCLEAR DATA LIBRARIES. Computational model is developed for calculating neutron kerma-factors and total energy of photons from basic nuclear data for all neutron reaction types in any energy range. The evaluated nuclear data libraries are used for the calculation of kerma-factors.

При проектировании любой ядерно-энергетической установки важное значение придается вычислению тепловыделения во всех частях этих установок. Для вычисления тепловыделения в результате взаимодействия нейтронов с веществом обычно используют керма-факторы (kinetic energy released in materials) [1,2], определяемые следующим образом:

$$K(E) = \sum_i \sigma_i(E) E_{Hi}(E),$$

где $K(E)$ в б.эВ/атом; $\sigma_i(E)$ - микроскопическое сечение для нуклида в i -й реакции при энергии нейтрона E ; $E_{Hi}(E)$ - энергия, выделяемая локально в i -й реакции.

Если известны нейтронные потоки и керма-факторы, тепловыделение от нейтронов легко вычислить [2]. При расчете энерговыделения в стационарных установках энергия E_{Hi} должна включать не только мгновенное, но и запаздывающее энерговыделение от распада продуктов нейтронных реакций (если период полураспада меньше 3 лет). Иногда в процессе расчета активной зоны реактора не учитывают перенос энергии фотонами, подразумевая локальное поглощение фотонов в месте их образования. В этом случае в энергию E_{Hi} необходимо включить и энергию фотонов, образовавшихся в i -й реакции. Энергия E_{Hi} будет означать суммарное энерговыделение в i -й нейтронной реакции. Так как нейтронные потоки обычно получают в многогрупповом приближении, то и керма-факторы должны быть усреднены по группам: $K^g = \sum_i \sigma_i^g E_{Hi}^g = \sigma_{el}^g E_{el}^g f_{el}^g + \sigma_{in}^g E_{in}^g + \sigma_c^g E_c^g f_c^g + \sigma_f^g E_f^g f_f^g$, где E_{el}^g , E_{in}^g , E_c^g и E_f^g - средняя выделяемая энергия в группе g от упругого рассеяния нейтронов, а также от неупругого рассеяния нейтронов, нейтронов захвата и деления соответственно (усредняются в энергетической группе g с весом соответствующего сечения). Здесь учтено, что групповые сечения могут существенно зависеть от состава среды в силу резонансной самоэкранировки. В этом выражении эффект самоэкранировки учитывается явно с помощью обычно используемых факторов f [3].

Локально выделяемая энергия для первых трех типов реакций вычисляется следующим образом [1,2]. Средняя энергия ядра отдачи при упругом рассеянии нейтронов равна $E_{el}(E) = [1 - \bar{\mu}_{el}(E)] 2AE / (1+A)^2$, где $\bar{\mu}_{el}(E)$ - средний косинус угла упругого рассеяния нейтрона в системе центра масс; A - отношение массы ядра нуклида к массе нейтрона. Для неупругого рассеяния нейтронов

$$E_{in}(E) = \sum_L \sigma_{in,L}(E) / \sigma_{in}(E) [E - \bar{E}_{n',L} - E_{\lambda,L} / (1 + C_{F,L})] + \\ + \sigma_{in,cont}(E) / \sigma_{in}(E) (E - \bar{E}_{n',cont} - \bar{E}_{cont}) + \sum_z \sigma_{in,z}(E) / \sigma_{in}(E) (E - \bar{E}_{n',z} + Q_z - \bar{E}_z + \bar{E}_{dz}),$$

где $\bar{E}_{n',z}$ - средняя энергия испускаемого нейтрона (нейтронов) в реакции z ; $E_{\lambda,L}$ - энергия возбуждения дискретного уровня L ; Q - энергия реакции; \bar{E} - средняя энергия возбуждения остаточного ядра; C_F - коэффициент внутренней конверсии; \bar{E}_d - средняя энергия β -частиц.

Первый член суммы учитывает неупругое рассеяние нейтрона с возбуждением дискретных уровней, второй член - с возбуждением континуума уровней, а третий член - с испусканием заряженных частиц,

* Доклад, представленный на Международную конференцию по нейтронной физике, 14-18 сентября 1987 г., г. Киев.

реакции $(n, 2n')$, $(n, 3n')$ и др. (в этих случаях $\bar{E}_{n'}$ - средняя энергия двух или соответственно трех нейтронов). Средняя кинетическая энергия испускаемого нейтрона в лабораторной системе координат при неупругом рассеянии на уровне L равна

$$\bar{E}_{n',L} = \left[\frac{A^2+1}{2A} - \frac{1+A}{2} \frac{E_{\lambda,L}}{E} + \left(1 - \frac{A+1}{A} \frac{E_{\lambda,L}}{E} \right)^{1/2} \bar{\mu}_L(E) \right] \frac{2AE}{(1+A)^2},$$

где $\bar{\mu}_L(E)$ - средний косинус угла рассеяния в системе центра масс. Величина \bar{E}_{cont} связана с соотношением $\bar{E}_{cont} = \frac{A^2+1}{A(A+1)} - \frac{A+1}{A} \bar{E}_{n',cont}$.

Для реакций неупругого рассеяния нейтронов с испусканием заряженных частиц при отсутствии в файлах информации о возбуждении отдельных уровней остаточного ядра принималась энергия $\bar{E}_z=0$, а для реакции $(n, 2n')$ эта энергия вычислялась по средним энергиям каждого испускаемого нейтрона:

$$\bar{E} = \frac{A^2+2}{A(A+1)} E - |Q| - \frac{1}{A-1} \left(\frac{A^2-2}{A} \bar{E}_{n'_1} + A \bar{E}_{n'_2} \right).$$

Для реакций, ведущих к поглощению нейтрона (без деления),

$$E_c(E) = \frac{\sigma_{n,p}(E)}{\sigma_c(E)} \left\{ \frac{E}{A+1} + \frac{[Q_{np} + AE/(A+1)]^2}{2M_z C^2} \right\} + \sum_i \sum_j \frac{\sigma_{ij}(E)}{\sigma_c(E)} (E + Q_i - \varepsilon_{ij} + \bar{E}_{d,ij}),$$

где $M_z C^2$ - масса остаточного ядра в энергетических единицах, $M_z C^2 = (A+1)m_n C^2 - Q_{np}$ (где $m_n C^2 = 939,55$ МэВ). Первый член учитывает радиационный захват, второй - сумма реакций с образованием заряженных частиц, когда остаточное ядро находится в j -м возбужденном состоянии. Для реакции деления средняя, локально выделяемая энергия равна средней кинетической энергии осколков деления плюс средней энергии β -частиц распада продуктов деления.

Для вычисления групповых нейтронных керма-факторов использовались следующие библиотеки оцененных нейтронных данных: ENDF/B-IV, ENDF-83, JENDL-2. Необходимая информация о радиоактивном распаде продуктов реакции взята из работы [4]. При отсутствии этой информации для некоторых распадающихся нуклидов средняя кинетическая энергия β -частиц определялась по методике работы [2]. Кроме локального вычисления и суммарное энерговыделение для всех типов реакций. Разность между этими величинами дает суммарную энергию фотонов, порождаемых в указанных реакциях. Заметим, что эта величина нередко существенно отличалась от той, которая следует из оцененных данных по образованию фотонов, приводимых для этого же нуклида. Таким образом, в библиотеках оцененных данных не всегда выполняется энергетический баланс в реакциях.

В реакции деления учитывались как энергия мгновенных фотонов деления, так и энергия запаздывающих фотонов от β -распада продуктов деления с периодом полураспада до 3 лет.

Из-за отсутствия понуклидных файлов для некоторых элементов не представлялось возможным провести точный расчет их керма-факторов. В этих случаях вклад отдельных нуклидов в полный керма-фактор для элемента оценивался из дополнительной информации о сечениях захвата тепловых нейтронов, резонансных интегралов, средних сечений пороговых реакций по спектру деления и с учетом их процентного содержания.

По приведенной выше методике для 114 нуклидов и элементов, включая 28 актиноидов, вычислены локальное и полное энерговыделения от упругого и неупругого рассеяний нейтронов, захвата и деления, а также их керма-факторы. Полученная информация находится в Центре по ядерным данным (г. Обнинск). В таблице приведены результаты расчета для $^{27}_{Al}$.

ЭНЕРГОРАЗДЕЛЕНИЕ В НЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЯХ НА ¹³ AL-27													
№	E=EL	E=C	E=IN	KERMA-S	PERCENT		T-C	T-IN	TERMA-S	PERCENT			
	MEV	MEV	MEV	MEV*В	E	C IN	MEV	MEV	MEV*В	E	C IN		
1	5.02*1	11.710	1.721	4.42*0	4	60	36	14.26	6.160	9.073	2	36	62
2	2.70*1	9.406	0.861	3.00*0	6	69	25	11.94	3.350	7.523	2	35	63
1	2.52*1	6.045	0.373	1.18*0	18	56	26	7.90	4.303	4.635	5	10	77
2	1.59*1	3.718	0.240	4.97-1	45	18	37	4.76	2.611	2.319	10	5	85
3	1.17*1	1.970	0.148	3.37-1	74	2	24	3.26	1.821	1.244	20	1	79
4	0.16*2	1.305	0.095	2.49-1	89	0	11	11.52	1.085	0.535	41	0	59
5	5.12*2	1.280	0.032	1.71-1	98	0	2	11.14	0.963	0.245	68	1	31
6	3.22*2	1.263	0.0	1.30-1	100	0	0	10.87	0.0	0.135	96	4	0
7	1.06*2	1.252	0.0	7.19-2	99	1	0	10.70	0.0	0.000	99	11	0
8	0.06*3	1.247	0.0	5.38-2	95	5	0	12.76	0.0	0.074	70	30	0
9	4.05*3	1.245	0.0	2.75-2	92	8	0	10.75	0.0	0.045	56	44	0
10	2.25*3	1.243	0.0	2.51-2	61	39	0	12.75	0.0	0.100	15	85	0
11	1.04*3	1.243	0.0	4.09-3	23	77	0	10.75	0.0	0.034	3	97	0
12	4.05*4	1.242		1.09-2	4	96		10.75		0.166	1	99	
13	2.25*4	1.242		5.20-3	6	94		10.75		0.043	1	99	
14	1.04*4	1.242		2.97-3	5	95		10.75		0.025	1	99	
15	4.05*5	1.242		2.60-3	3	97		10.75		0.022	0	100	
16	2.25*5	1.242		3.25-3	1	99		10.75		0.028	0	100	
17	1.04*5	1.242		4.10-3	0	100		10.75		0.035	0	100	
18	4.05*6	1.242		5.61-3	0	100		10.75		0.049	0	100	
19	2.25*6	1.242		0.74-3	0	100		10.75		0.071	0	100	
20	1.04*6	1.242		1.21-2	0	100		10.75		0.105	0	100	
21	4.05*7	1.242		1.78-2	0	100		10.75		0.154	0	100	
22	2.25*7	1.242		7.61-2	0	100		10.75		0.226	0	100	
23	1.04*7	1.242		5.82-2	0	100		10.75		0.331	0	100	
24	4.05*8	1.242		5.61-2	0	100		10.75		0.485	0	100	
25	2.25*8	1.242		0.74-2	0	100		10.75		0.713	0	100	
26	1.76*9	1.242		2.90-1	0	100		10.75		2.566	0	100	

УЧЕНО ЭНЕРГОРАЗДЕЛЕНИЕ ПРИ РАСПАДЕ РАДИОНУКЛИДОВ, ОБРАЗОВАННЫХ В НЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЯХ:

ПРОЦЕСС	РЕАКЦИЯ	ГРУППЫ	ПРОДУКТ	T=1/2	ЕВЕТ, MEV	ЕСАМ, MEV
ЗАХВАТ	102	-1126	AL-28	2.24МИН	1.241	1.779
	103	-114	MG-27	9.46МИН	0.702	0.894
	107	-113	VA-24	15.014С	0.553	4.171

Примечание. KERMA-S - суммарные керма-факторы для реакций упругого и неупругого рассеяния и захвата; TERMA-S - суммарные керма-факторы с учетом поглощения фотонов для тех же реакций.

Список литературы

1. Abdou M.A., Maynard C.W. Nucl.Sci. and Engng. 1975. V.56. P.360.
2. Бондаренко И.М. Керма-факторы при взаимодействии нейтронов с гидридом лития//Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1978. Вып.4(31). С.83.
3. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Бондаренко И.И., Николаев М.Н. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1964.
4. Попов В.И., Моисеева А.А. Схемы распада радионуклидов. Энергия и интенсивность излучения. М.: Энергоатомиздат, 1987.

Статья поступила в редакцию 28 января 1988 г.

НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

УДК 539.1.083

СВОЙСТВА МИШЕНЕЙ И ЯДЕРНЫЕ ДАННЫЕ

Н. В. Корнилов, А. А. Говердовский

TARGET PROPERTIES AND NUCLEAR DATA. The influence of the target properties on nuclear data was shown. In case of fission material target such influence was demonstrated for fission cross-section, average number of neutrons and spectrum of the prompt fission neutrons experiments. The experimental methods of the determination of some corrections was analyzed. The method of tritium density determination for solid target using as neutron source was demonstrated too.

Необходимость получения высоких точностей ядерных данных предъявляет жесткие требования к эксперименту, в том числе к исследованию влияния характеристик мишеней, образцов на результаты эксперимента. Такие характеристики, как число ядер в образце, нуклидный состав, однородность слоя по толщине, неоднородность поверхности, могут оказать неожиданное влияние на результаты эксперимента. Ниже приведены случаи такого влияния, а также некоторые способы его учета на примере мишеней из делящихся веществ и мишеней, служащих в качестве источников нейтронов. Приведенные эффекты рассмотрены с точки зрения пользователя, для которого наиболее важным является понимание природы явления и установление способа введения необходимых коррекций в конечный результат.

Мишени из делящегося материала

Эффективность регистрации осколков деления, в значительной степени определяемая однородностью слоя, непосредственно влияет на измерение таких величин, как сечение деления. Влияния этой характеристики слоя в случае измерения числа мгновенных нейтронов более косвенны и неоднозначны.

В работе [1] это влияние исследовалось с помощью слоев $^{238}\text{U}_3\text{O}_8$ с добавлением заданного количества ^{252}Cf . Знание активности ^{252}Cf позволило установить с достаточной точностью (около 2%) эффективность регистрации осколков. Исследовалась зависимость $\eta = \nu/\nu_0$ (где ν , ν_0 - зарегистрированное и действительное число вторичных нейтронов) от эффективности регистрации и толщины слоя (рис.1). Кроме того, была получена величина δ , характеризующая число событий в результате самопоглощения в слое, равная $1-\eta$ (при $E=0$). Авторы следующим образом интерпретируют полученные результаты. Наибольшее изменение в величине η происходит при изменении эффективности от 100 до 70%, когда, по-видимому, теряются акты деления с малой кинетической энергией и большим значением числа ν .

Дискриминация осколков и потери в слое приводят также к сильной зависимости числа ν от угла по отношению к нормали к слою. В работе [2] исследовались спектры нейтронов деления ^{238}U при начальных энергиях нейтронов 6-14 МэВ. Использовалась многослойная ионизационная камера со слоями толщиной 1,5 мг/см². Эффективность регистрации осколков составляла 75-80%. Слои располагались параллельно падающему потоку нейтронов, так что при угле вылета нейтронов 90° направление на нейтронный детектор совпадало с нормалью к слою. Полученные значения $\nu(\theta)$ представлены на рис.2. Значительная угловая зависимость (около 15%) может быть связана следующим эффектом. Вследствие нерегистрации (самопоглощение, порог дискриминации) теряются осколки, вылетающие в основном вдоль слоя, которые испускают наименьшее число нейтронов в направлении $\theta = 90^\circ$. Однако, по всей видимости, это не единственная причина, о чем свидетельствует изменение характера зависимости от начальной энергии. При сильном изменении значения $\nu(\theta)$ изменение формы спектра мало. Так, при $E_0 \approx 7$ МэВ $T(150^\circ)/T(90^\circ) = 1,026$, где T - параметр, характеризующий максвелловское распределение нейтронов.

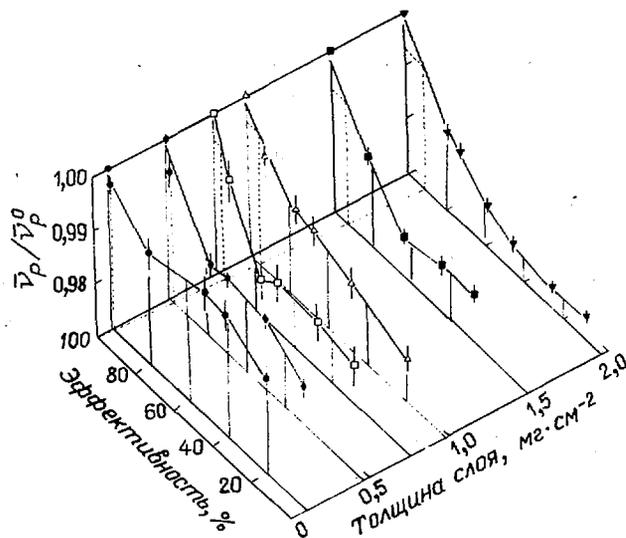


Рис.1

Рис.1. Зарегистрированное число мгновенных нейтронов деления в зависимости от эффективности регистрации осколков и толщины слоя по данным работы [1]

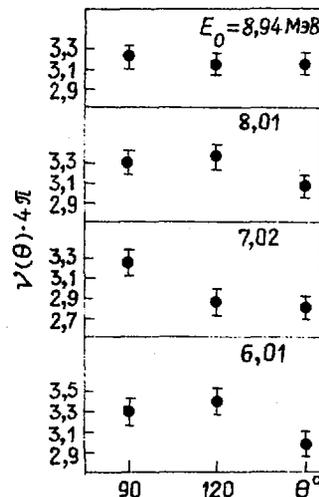


Рис.2

Рис.2. Число мгновенных нейтронов, зарегистрированное под заданным углом относительно падающего пучка

При измерении отношений сечений деления исследуемого нуклида, например ^{235}U , перспективным методом, решающим проблему абсолютного измерения числа ядер в слое и эффективностей регистрации, является метод пороговых сечений [3]. Ограничения метода связаны с возможностью деления исследуемого нуклида тепловыми нейтронами.

В работе [4] метод реализован при измерении отношений сечений деления ^{237}Np и ^{235}U . Использовались семь мишеней с различным содержанием ^{235}U (3,4 - 35%). Не было обнаружено какой-либо зависимости отношения сечений от концентрации ^{235}U . Точность измерения отношения сечений составляла около 2,5%. Методическая трудность - обеспечение однородности слоев смесей толщиной около 200 мкг/см². Измерение спектров осколков, возникающих при делении тепловыми и быстрыми нейтронами под разными углами к нормали, показали, что существенных неоднородностей в концентрации ^{235}U нет. Такая проверка, хотя и не является прямым способом измерения концентрации смеси нуклида, может быть полезна при определении однородности и в других экспериментах.

Потери осколков в результате самопоглощения в слое с учетом угловой анизотропии могут быть определены, как предложено в работе [5], хотя приведенные ниже формулы отличаются от полученных в этой работе. Для различных ориентаций слоев относительно падающего пучка они имеют вид

$$I_0(t) = \left(\frac{t}{R} - \eta\right)^2 \frac{R}{2t} \left(1 - \frac{\alpha_2}{2}\right);$$

$$I_{\pi}(t) = \left(\frac{t}{2R} + \eta\right) \left(1 - \frac{\alpha_2}{2}\right); \quad (1)$$

$$\eta = \left(A_f \frac{E_n}{T_f}\right)^{1/2} / (A+1) \approx 0,005 \sqrt{E_n}.$$

При выводе этих формул главным является предположение об однородности поверхности и плоскопараллельности слоя. На эффективность влияет не только толщина слоя t и средний пробег осколков R , но и неоднородность слоя, пористость, наличие центров кристаллизации. Поэтому целесообразно исследовать зависимость эффективности регистрации $\varepsilon = 1 - I$ от отношения t/R .

Примером такого исследования является работа [6], в которой был определен средний пробег R для конкретной структуры слоя, подчеркнуто влияние на величину ϵ неоднородности слоя. Однако зависимость ϵ от энергии падающего нейтрона и анизотропии экспериментально не проверялась. Рассмотрим возможности таких исследований. Влияние этих факторов мало (2-3%), поэтому имеет смысл рассматривать относительные эксперименты. Например, измерение отношения эффективностей равных по толщине слоев

$$\alpha = (1 - I_0) / (1 - I_{\text{из}}) \quad (2)$$

Если соотношения (1) верны, должен наблюдаться заметный рост величины α от энергии нейтронов при слабой зависимости от толщины мишени (см. таблицу). Незначительное отличие в числе ядер несущественно, так как приведет к сдвигу зависимости на постоянную величину.

Зависимость α от энергии для изотропного углового распределения

E_n , МэВ	$t/R = 10^{-2}$	$t/R = 10^{-1}$
4	1,015	1,021
8	1,020	1,029
12	1,023	1,036
16	1,026	1,041
20	1,028	1,045

Представляется полезным исследование совместного влияния кинематического фактора и углового распределения. Такие исследования можно проводить следующим образом. Если поместить в камеру деления две мишени, изготовленные одним способом и из одного материала, например ^{235}U , и провести измерения отношения скоростей счета осколков деления из этих мишеней $S(E)$, то при условии $t_1 \ll t_2$ энергетическая зависимость $S(E)$ будет прямым отражением изменения эффективности регистрации осколков во второй мишени. Наиболее эффективны такие измерения методом времени пролета с "белым" нейтронным источником.

На рис. 3 показана ожидаемая энергетическая зависимость $I_2(E_n)$ для толстой мишени $\frac{t}{R} = 0,25$ ($t = 1,2 \text{ мг/см}^2$) из ^{235}U . Из рисунка следует, что зависимость $I_2(E_n)$ претерпевает изменения, превышающие 3% в диапазоне E_n от тепловой до примерно 9 МэВ. Ступеньки в энергетической зависимости связаны с вариацией угловых распределений осколков деления. Пунктирной кривой показано изменение величины I_0 в результате изменения лишь кинематического фактора η . На основе экспериментальных данных можно было бы не только проверить корректность формулы (1), но и определить (в качестве единственного параметра) значение величины t/R . Этот параметр можно определить и другим способом, доступным в экспериментах с моноэнергетическими нейтронами. Например, достаточно определить отношение $K = S(E_n = 9 \text{ МэВ}) / S(E_n = \text{тезм})$ (энергия 9 МэВ взята произвольно) и на основе ожидаемой зависимости (рис. 4) $t/R(K)$ определить параметр t/R . Точность такого способа определяется производной функцией, показанной на рис. 4, и погрешностью измерения K ($\partial K/K \approx 0,2-0,4\%$).

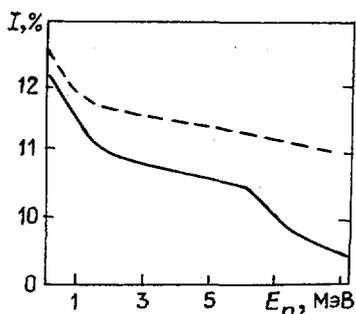


Рис. 3. Доля потерянных осколков I_0 в зависимости от начальной энергии нейтронов для мишени из ^{235}U толщиной $t/R = 0,25$; --- изменения I_0 при изотропном распределении

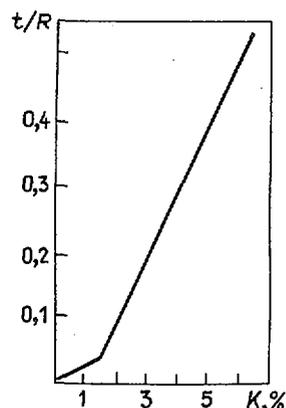


Рис. 4. Зависимость параметра t/R от измеренного отношения K

Для контроля толщины слоя t может быть рекомендован достаточно доступный метод спектрометрии осколков деления полупроводниковым счетчиком [7]. Изменяя угол между нормалью к слою и направлением на детектор, можно измерить значение t в энергетических единицах. Видимо, возможно со-

знание систематики по величине теряемой в слое энергии. Метод, предложенный в работе [6] для определения эффективности регистрации осколков, сложен и не может широко использоваться. В связи с этим представляется полезным исследовать и подготовить систематику зависимости ϵ от отношения скоростей счета в долине (малые амплитуды) к максимуму спектра осколков деления. Эти данные можно широко использовать также и в лабораториях развивающихся стран.

Влияние параметров мишеней на результаты измерений сечений деления могут быть проиллюстрированы двумя примерами. Заметим, что возможна и другая, отличная от нашей трактовка результатов.

Сечение деления ^{237}Np . В диапазоне энергий нейтронов $E_n = 13-17$ МэВ результаты измерений σ_f^7 сильно расходятся [8]. Обращает на себя внимание, что данные образуют две группы: результаты абсолютных измерений σ_f^7 и данные относительных (к сечению деления ^{235}U) измерений. Абсолютзация отношений сечений деления методом пороговых сечений (нуклидных примесей) освобождает в значительной степени относительные величины от влияния свойств мишеней и связанной с ними эффективности регистрации осколков. Этого нельзя сказать о результатах абсолютных измерений.

Сечение деления ^{243}Am . Практически во всем исследованном диапазоне энергий нейтронов наблюдается систематическое расхождение результатов измерений σ_f^3 (^{243}Am)/ σ_f^5 (^{235}U). Опять-таки имеются два набора данных, различающихся по абсолютной величине на 20% [9]. Возможно, причина расхождений лежит в корректности процедуры абсолютзации σ_f^3/σ_f^5 . В работах первой группы использован метод пороговых сечений и данные совпадают друг с другом в пределах погрешностей (2,5%). Данные второй группы получены другими методами и значительно сильнее подвержены влиянию свойств мишеней, в первую очередь, из америция, обладающего существенной радиоактивностью. Ни в одной из работ не приведены экспериментальные исследования значений t/R мишеней, а в сложившейся ситуации именно повышенное по сравнению с расчетным значение t/R могло бы стать источником указанных расхождений (образцы, использованные в работах второй группы, имели примерно одинаковые указанные параметры).

Мишени - источники нейтронов

Одной из важных характеристик является распределение трития по толщине металлической мишени. Как правило, эта зависимость не исследуется, хотя она может оказать заметное влияние на результаты эксперимента.

Метод измерения концентрации трития по толщине (предложенный Давлетшиным А.Н. и др.) основан на сравнении выходов нейтронов исследуемой мишени и эталонной мишени, имеющей значительно меньшую толщину. Измерения ведутся при разных энергиях падающих частиц в пределах энергетической ширины мишени ($E_0 - \Delta E < E_i < E_0$), где $i = 0, \dots, k$. Выход нейтронов, соответствующий энергии E_m , равен

$$Y_m = \sum_{i=0}^m C_i y_i, \quad m \leq k, \quad (3)$$

где C_i - концентрация трития в слое i относительно эталона; y_i - выход из эталонной мишени при энергии E_i . Система линейных уравнений (3) имеет устойчивое решение. Точность метода составляет не более 7%. Исследования показывают, что распределения трития зачастую неравномерны. Встречаются мишени с двугорбой функцией распределения, имеющей максимумы вблизи границ слоя.

В источнике нейтронов, созданном на основе газовой мишени, решающую роль в формировании спектра нейтронов играет входное окно, изготовленное из тонких металлических фольг. Для правильного определения средней энергии нейтронов и ее дисперсии необходимо измерить толщину окна и неоднородность поверхности фольги. Обе величины с хорошей точностью измеряются по пропусканию α -частиц радиоактивных источников [10]. Из ширины α -пика после фольги определяется энергетический разброс σ_E , связанный с неоднородностью фольги σ_R :

$$\sigma_E^2 = \left\{ \left[\frac{dE}{dx}(E_0) \right]^2 + \left[\frac{dE}{dx}(E_1) \right]^2 \right\} \sigma_R^2.$$

Измерения с различными фольгами [10] показали, что величина σ_R может значительно изменяться.

Список литературы

1. Малиновский В.В., Воробьева В.Г., Кузьминов Б.Д. и др. Атомная энергия. 1983. Т.56. С.51.
2. Корнилов Н.В., Барыба В.Я. В кн.: Нейтронная физика: Материалы 5-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 15-19 сентября 1980 г.: М.: ЦНИИатоминформ. 1980. Ч.3. С.104.
3. Behrens J.W., Carlson G.W. Nucl.Sci. and Engng, 1977. V.63. P.250.
4. Говердовский А.А., Гордюшин А.К., Кузьминов Б.Д. и др. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1984. Вып.3(57). С.13.
5. Carlson G.W. Nucl.Instrum. and Methods. 1974. V.119. P.97.
6. Budtz-Jørgensen C., Knitter H.-H. Proc.Intern. IAEA meeting 1984. Vienna: IAEA, TECDOC-335. 1985. P.476.
7. Воробьева В.Г., Дьяченко П.П., Кузьминов Б.Д., Тараско М.З. Ядерная физика. 1966. Т.4. Вып.2. С.325.
8. Игнатюк А.В. Proc. Intern. symposium on nuclear physics, nuclear fission, nov. 1985. Gaussig: zfk, 1986. P.112.
9. Фурсов Б.И., Самылин Б.Ф., Смиренкин Г.Н. и др. Атомная энергия. 1985. Т.59, С.339.
10. Kornilov N.V. Proc. Intern. IAEA meeting on neutron source properties. Leningrad, 1986.

Статья поступила в редакцию 29 октября 1987 г.

УДК 539.17

СЕЧЕНИЯ ОБРАЗОВАНИЯ γ -КВАНТОВ
ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 3 МэВ
С ЯДРАМИ ^{232}Th , ^{235}U И ^{238}U

А. А. Ф и л а т е н к о в, М. В. Б л и н о в, С. В. Ч у в а е в,
В. М. С а и д г а р е е в

GAMMA-RAY PRODUCTION CROSS-SECTIONS BY INTERACTION OF 3.0 MeV-NEUTRONS WITH ^{232}Th , ^{235}U AND ^{238}U . Spectra and total cross-sections of gamma-rays produced in energy range 0.25-3.55 MeV by neutrons with energy 3.0 MeV have been measured. A notable disagreement with the BNAB-78-evaluation is revealed. A large number of monochromatic γ -transitions have been observed. About 20 γ -transitions are assigned to the fission fragments prompt γ -rays.

Гамма-излучение, возникающее при взаимодействии быстрых нейтронов с делящимися ядрами, имеет сложный характер. Оно наряду с большим количеством дискретных γ -переходов [1] содержит интенсивный непрерывный компонент. Для ряда практических задач, таких, как расчет защиты ядерных реакторов и нагрева активной зоны, необходимо знание полного спектра. В настоящей работе измерены спектры и полные сечения образования γ -квантов в интервале энергий 0,25-3,55 МэВ при энергии падающих нейтронов 3,0 МэВ для нуклидов ^{235}U , ^{238}U и ^{232}Th . Измерения проводились на нейтронном генераторе НГ-400, работавшем в импульсном режиме. Гамма-излучение регистрировалось во временном окне 20 нс Ge(Li)-детектором. Использовались следующие металлические образцы: ^{238}U -пластина длиной 35 мм, шириной 27 мм, толщиной 1,5 мм; ^{238}U -цилиндр диаметром 21,7 мм, высотой 27,0 мм; ^{232}Th -цилиндр диаметром 21,7 мм, высотой 27,0 мм и ^{235}U -цилиндр диаметром 15,5 мм, высотой 28,1 мм.

Методика измерений по сравнению с описанной в работе [1] была усовершенствована. Для дальнейшего снижения фона несколько усилена защита детектора и введен теневой конус из борированного полиэтилена длиной 12 см. Была осуществлена автоматизация эксперимента на базе микро-ЭВМ

МЭРА-60, работавшей в линии [2]. Одна из задач автоматизации – обеспечение стабильности работы экспериментального оборудования в течение длительного времени (полная продолжительность эксперимента составила около 1000 ч). Для этого различные параметры установки, включая параметры пучка ускорителя, были соответствующим образом закодированы и введены в машину. Управляющая программа в процессе сбора и сортировки данных постоянно контролировала состояние установки.

Обработка данных проводилась на ЭВМ МЭРА-60, СМ-4 и ЕС-1033. Она включала в себя определение калибровочных параметров спектрометра с помощью источников ^{226}Ra , ^{24}Na и набора ОСГИ, построение матрицы отклика спектрометра, определение энергий и интенсивностей дискретных γ -переходов и вычитание их вклада из аппаратурного распределения, сглаживание и восстановление формы истинного γ -спектра с использованием методов регуляризации [3], расчет ослабления потока нейтронов и искажения γ -спектра в образце по методу Монте-Карло, а также другие операции.

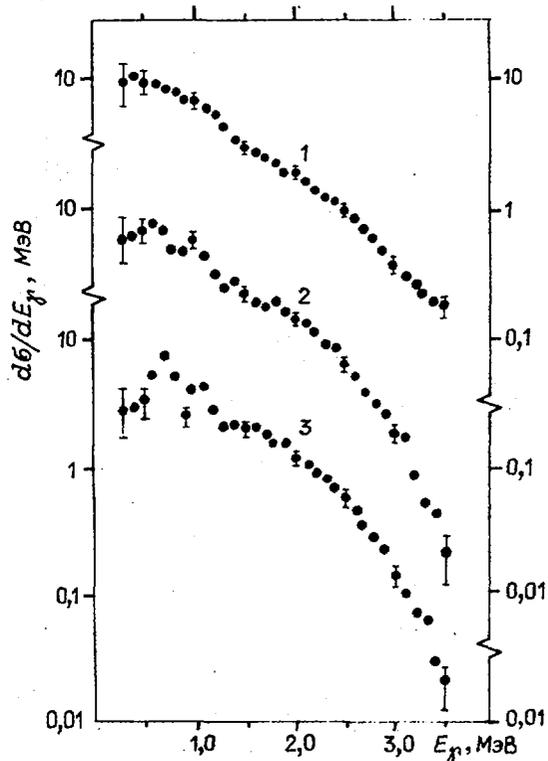
Правильность внесенных поправок на эффекты конечной геометрии в толстом образце проверялась при сравнении основных результатов, полученных для цилиндрического образца ^{238}U , с контрольными результатами, полученными для тонкой пластины этого же нуклида. В последнем случае поправки невелики и легко вычисляются аналитически.

Суммарная погрешность определения энергетического спектра γ -квантов в нашем эксперименте составляла 6–20%, причем своего максимального значения она достигала в мягкой области спектра, плавно снижаясь затем до своей минимальной величины в области энергий 1,5–1,7 МэВ и вновь возрастая до 10–12% на конце энергетического диапазона.

Сечения возбуждения γ -переходов определялись относительно известного сечения возбуждения γ -перехода 847 кэВ в реакции $^{56}\text{Fe}(n, n' \gamma)$, которое в соответствии с оценкой библиотеки ENDL принималось равным 1020 мб для природного железа. Полное сечение образования γ -квантов получалось при умножении на 4π измеренного под углом 125° дифференциального сечения.

Результаты представлены на рисунке. Спектры разбиты на группы шириной по 100 кэВ. При этом все еще достаточно хорошо проявляется дискретный компонент спектра для ^{232}Th , несколько слабее он виден для ^{238}U и практически полностью сглаживается для ^{235}U . Полное сечение образования γ -квантов в интервале энергий 0,25–3,55 МэВ с временами высвечивания менее 10^{-8} с составило для ^{235}U $(11,9 \pm 0,6)$ б, для ^{238}U $(8,2 \pm 0,4)$ б, для ^{232}Th $(6,1 \pm 0,2)$ б. (Погрешность величины опорного сечения не учитывалась.)

Сечения образования γ -квантов при взаимодействии нейтронов (энергия 3 МэВ) с ядрами ^{235}U , ^{238}U и ^{232}Th (1, 2, 3 соответственно)



Было проведено сравнение полученных результатов с оцененными данными, имеющимися в библиотеке БНАБ-78 [4] для нейтронов третьей группы (2,5–4,0 МэВ). При этом измеренные спектры были разбиты на группы, соответствующие формату БНАБ. Результаты сравнения помещены в табл. I.

Сравнение показало, что измеренный авторами спектр жестче. Особенно большое расхождение наблюдается для группы γ -квантов с энергиями 1,75–2,5 МэВ, где существенным становится вклад γ -кван-

тов неупругого рассеяния. Причина этого расхождения, на наш взгляд, кроется в том, что в оценке БНАБ-78 спектр γ -квантов реакции $(n, n'\gamma)$ определен не совсем корректно. Так, средняя энергия, уносимая γ -квантами в одном акте неупругого рассеяния, составляет, согласно оценке, 1,31 МэВ для ^{235}U и 1,86 МэВ для ^{238}U , хотя закон сохранения энергии требует, чтобы $\bar{E}_\gamma = \bar{E}_n - \bar{E}_{n'} \approx 2,3$ МэВ. Данные нашего эксперимента лучше соответствуют ожидаемым значениям.

Таблица I

Сечения образования γ -квантов при взаимодействии нейтронов с энергией 3,0 МэВ с ядрами ^{235}U и ^{238}U

Энергия γ -квантов, МэВ	^{235}U		^{238}U	
	БНАБ-78	Настоящая работа	БНАБ-78	Настоящая работа
0,35-0,75	4,32	4,02 \pm 0,37	3,21	2,88 \pm 0,26
0,75-1,25	3,00	3,54 \pm 0,14	2,18	2,33 \pm 0,10
1,25-1,75	1,34	1,68 \pm 0,06	0,99	1,14 \pm 0,04
1,75-2,50	0,85	1,28 \pm 0,04	0,54	0,97 \pm 0,03
2,50-3,50	0,41	0,47 \pm 0,02	0,22	0,23 \pm 0,02

К сожалению, оказалось невозможным провести прямое сравнение результатов настоящей работы с данными других экспериментов, выполненных в аналогичных условиях (т.е. с временной селекцией γ -квантов при энергии нейтронов 3,0 МэВ) ввиду отсутствия последних в литературе. Данные работы [5] о сечениях образования γ -излучения при взаимодействии с нейтронами ^{235}U с энергией 2 МэВ находятся в разумном соответствии с настоящими результатами. Ближе, чем оценка БНАБ-78, находятся к полученным данным и результаты статистического расчета, выполненного для ^{238}U в работе [6].

В наших предыдущих публикациях [1, 7], посвященных исследованиям дискретной части γ -спектра для тех же нуклидов, указывалось, что среди обнаруженных в этих работах γ -переходов возможно присутствие γ -излучения осколков деления. Используя результаты последних наших измерений в совокупности с полученными ранее, а также привлекая данные о массовом распределении осколков деления [8], о их схемах уровней [9], а также другие работы [10-12], удалось идентифицировать около 20 γ -переходов в спектрах ^{235}U и ^{238}U , которые относятся к мгновенному γ -излучению осколков деления.

Экспериментальные значения энергий этих γ -переходов и их выходов на акт деления представлены в табл.2. В скобках приведена экспериментальная погрешность в единицах последнего знака. Звездочкой помечены γ -переходы, совпадающие по энергии с одним из переходов реакции $(n, n'\gamma)$. Если же близкие энергии γ -излучения имеют два различных осколка, то такие случаи помечены какой-либо буквой.

В полученных результатах видны определенные закономерности. Так, можно заметить, что выходы γ -излучения нуклидов левого крыла легкого пика (криптона и стронция) при делении ^{235}U несколько больше, чем при делении ^{238}U , что отражает соответствующее смещение положения легкого пика. Обращает на себя внимание коррелированное изменение выходов переходов $4_g^+ - 2_g^+$ и $2_g^+ - 0_g^+$ в нуклидах ^{138}Xe и ^{140}Xe , что может рассматриваться как результат проявления различной структуры тяжелого пика при делении ^{235}U и ^{238}U . В среднем же выходы γ -переходов $2_g^+ - 0_g^+$ близки к независимым выходам осколков, измеренным для случая деления ^{235}U тепловыми нейтронами [6].

В табл.2 приведены также данные работы [9], где γ -излучение, возникающее при делении ^{235}U тепловыми нейтронами, регистрировалось в совпадениях с осколками. Достоверность идентификации γ -переходов в таком эксперименте высока, однако точность определения энергий и площадей γ -пиков вследствие доплеровского уширения линий и слабой их интенсивности при использовании тонких мишеней оказывается низкой.

В настоящем эксперименте, как уже упоминалось выше, применялись довольно массивные образцы, что не позволяло проводить селекцию акта деления и массы осколка. Однако в этом случае точность определения энергий и интенсивностей γ -переходов оказывается заметно выше, и, как нам кажется,

данные, приведенные в табл.2, свидетельствуют о потенциальных возможностях метода для изучения реакции вынужденного деления ядер.

Основные результаты работы сводятся к следующему:

1. Измерены энергетические спектры и полные сечения образования γ -излучения в интервале энергий 0,25-3,55 МэВ при энергии падающих нейтронов 3,0 МэВ для ядер ^{235}U , ^{238}U и ^{232}Th .
2. Проведено сравнение полных спектров и сечений с имеющимися экспериментальными данными и оценкой БНАБ-78. Обнаружено, что в области энергий γ -квантов 1,0-2,5 МэВ данные эксперимента в 1,2-1,8 раза превышают оценку БНАБ-78. Такое расхождение возникает, по-видимому, из-за недостаточного учета в оценке вклада γ -излучения реакции $(n, n'\gamma)$.
3. В спектрах ^{235}U и ^{238}U идентифицировано около 20 γ -переходов, принадлежащих мгновенному γ -излучению осколков деления ($\tau < 10^{-8}\text{c}$), определены их энергии, место в схеме уровней и выходы на акт деления.
4. Обнаружено указание на различную тонкую структуру тяжелого пика при делении ^{235}U и ^{238}U нейтронами с энергией 3,0 МэВ (выходы нуклидов ^{138}Xe и ^{140}Xe).

Таблица 2

Выходы γ -излучения (Y) осколков деления ^{235}U и ^{238}U нейтронами с энергией 3 МэВ ($\tau < 10^{-8}\text{c}$)

Нуклид	$I_i^{\pi} - I_f^{\pi}$ [9]	^{235}U		^{238}U		$^{235}\text{U} + n_{\text{тепл.}}$ [10]		$^{235}\text{U} + n_{\text{тепл.}}$ [8]
		E_{γ} , кэВ	Y_{γ} , %	E_{γ} , кэВ	Y_{γ} , %	E_{γ} , кэВ	Y_{γ} , отн.ед.	$Y_{\text{оск}}$, %
^{84}Se	$2^+ - 0^+_g$	1454,1(4)	0,7(3)	1454,0(5)	0,8(3)	-	-	0,70
^{87}Br	-	468,3(4)	0,7(4)	468,3(3)	0,7(3)	-	-	1,27
^{88}Kr	$2^+ - 0^+_g$	775,4(2)	1,5(3)	774,7(4)	1,0(3)	-	-	1,72
^{90}Kr	$2^+ - 0^+_g$	706,9(1)	5,0(6)	706,9(1)	4,4(4)	706(4)	70(23)	4,49
	$2^+ - 0^+_g$	1362,5(4)	1,1(2)	1362,0(5)	1,4(2)	-	-	-
	$2^+ - 2^+_g$	654,6(3)	1,1(3)	654,7(4)	1,1(3)	-	-	-
^{92}Sr	$2^+ - 0^+_g$	814,6(4) ^a	4,0(5) ^a	814,8(3) ^a	2,8(3) ^a	-	-	1,17
^{94}Sr	$2^+ - 0^+_g$	837,1(2)	3,8(5)	836,9(3)	2,6(3)	834(4)	61(20)	4,56
^{95}Sr	-	352,0(1) ^o	5,8(7) ^o	352,2(1) ^o	7,1(7) ^o	-	-	4,38
^{96}Sr	$2^+ - 0^+_g$	814,6(4) ^a	4,0(5) ^a	814,8(3) ^a	2,8(3) ^a	813(4)	80(27)	3,54
^{98}Zr	$2^+ - 0^+_g$	1223,6(4)	2,3(4)	1223,2(4)	2,5(5)	1224(5)	29(15)	2,67
^{100}Zr	$2^+ - 0^+_g$	-	-	212,5(4) ^ж	5,0(9) ^ж	212(2)	37(13)	4,56
	$4^+ - 2^+_g$	352,0(1) ^o	5,8(7) ^o	352,2(1) ^o	7,1(7) ^o	351(3)	56(28)	-
	$6^+ - 4^+_g$	497,6(2)	1,3(3)	497,3(3)	2,0(4)	495(3)	55(18)	-
^{102}Mo	$2^+ - 0^+_g$	296,2(2) ^B	3,1(5) ^B	296,6(3) ^B	2,8(5) ^B	296(2)	9(3)	0,76
^{134}Te	$2^+ - 0^+_g$	1279,8(4)	1,5(4)	1278,8(5)	2,6(3)	1278(5)	34(17)	6,78
	$4^+ - 2^+_g$	296,2(2) ^B	3,1(5) ^B	296,6(3) ^B	2,8(5) ^B	-	-	-
^{138}Xe	$2^+ - 0^+_g$	588,9(2)	4,7(6)	589,2(2)	2,3(5)	585(4)	106(60)	5,03
	$4^+ - 2^+_g$	482,2(2)	4,6(6)	482,6(3)	2,2(6)	482(3)	112(37)	-
^{140}Xe	$2^+ - 0^+_g$	376,1(3)	2,2(4)	376,6(2)	4,9(6)	373(3)	70(35)	3,88
	$4^+ - 2^+_g$	456,9(3)	2,5(5)	457,6(2)	4,9(6)	-	-	-
^{142}Ba	$2^+ - 0^+_g$	359,8(3)	2,6(6)	359,0(3)	1,9(5)	357(3)	36(12)	2,72

Список литературы

1. Блинов М.В., Сциборский Б.Д., Филатенков А.А., Ширяев Б.М. Спектры β -излучения, возникающего при взаимодействии нейтронов с энергией 3 МэВ с ядрами ^{232}Th , ^{235}U , ^{238}U . - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1984. Вып.3(57). С.3-12.
2. Саидгареев В.М., Филатенков А.А., Чуваев С.В. Автоматизированный гамма-спектрометр с временным каналом для работы на пучке ускорителя//Тезисы докладов XXXVI совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л.: Наука, 1986. С.404.
3. Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. В кн.: Методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1979.
4. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Николаев М.Н., Цибуля А.М. В кн.: Групповые константы для расчета реакторов и защиты. М.: Энергоиздат, 1981.
5. Drake D.M. Cross-sections of uranium-235 and plutonium-239 for neutron producing gamma-rays// Nucl.Sci. and Engng. 1974. V.55. P.427-439.
6. Takahashi H. Gamma-ray production cross-sections of neutron-induced uranium-238 reactions// Ibid. 1973. V.51. P.296-315.
7. Козулин Э.М., Тутин Г.А., Филатенков А.А. Спектр β -излучения, возникающего при взаимодействии нейтронов с энергией 3 МэВ с ядрами ^{238}U //В кн.: Нейтронная физика: Материалы 5-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 15-19 сентября 1980 г. М.: ЦНИИАтоминформ, 1980. Ч.2. С.25-29.
8. Гангрский Ю.П., Далхсурен Б., Марков Б.Н. Осколки деления ядер. М.: Энергоиздат, 1986.
9. Sakai M. Quasi-bands in even-even nuclei// Atomic Data and Nucl. Data Tables. 1984. V.31. P.399-433.
10. Khan T.A., Hofman D., Horsch F. A Study of the de-excitation of primary fission fragments from the neutron-induced fission of ^{235}U //Nucl.Phys. 1973. V. A205. P.488-512.
11. Lederer M.C., Schirleg V. Tables of isotopes. 7-th ed. N.-Y., 1978.
12. John W., Guy F.W., Wesolowsky J.J. Four-parameter measurements of isomeric transitions in ^{252}Cf fission fragments//Phys.Rev. 1970. V.C2. P.1451.

Статья поступила в редакцию 23 июля 1987 г.

КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

УДК 539.01.03:539.166

РЕКОМЕНДОВАННЫЕ СПРАВОЧНЫЕ ДАННЫЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ НОРМАЛЕЙ
ТРЕТЬЕГО ПОРЯДКА В ОБЛАСТИ РЕНТГЕНОВСКОГО И γ -ИЗЛУЧЕНИЙ

С. А. Шестопалова

RECOMMENDED REFERENCE DATA OF ENERGY NORMALS OF 3rd ORDER IN THE FIELD OF X- AND γ -RAYS. The tables presented are based on the metrologically verified system of electromagnetic radiation energy normals. The recommended values were obtained by taking into account new data and averaging results in the case of several measurements.

Широкое применение ядерных излучений в различных областях народного хозяйства, медицине и в научных исследованиях требует повышения точности измерений ядерно-физических характеристик радионуклидов. К числу важнейших параметров относятся энергии и интенсивности излучений, выпускаемых

при распаде радионуклидов. Поскольку относительные измерения, как правило, точнее абсолютных, возникает проблема эталонов или нормалей. В 1980 г. вышла работа [1], которая посвящена проблемам, связанным с введением энергетических нормалей электромагнитного излучения. В ней, в частности, рассмотрена система нормалей и предложена их классификация.

Термин **н о р м а л ь** существует в оптике с давних времен (нормали первого порядка, нормали второго порядка и т.д.). Мы применяем слово **н о р м а л ь** к обозначению перехода между энергетическими уровнями, длина волны или энергия которого служит для сравнений. Условия получения конкретных физических величин, используемых для сравнений, должны быть специально предусмотрены (например, длина волны, испускаемая возбужденными атомами или ядрами, находящимися в определенных условиях, указываемых в соответствующих ГОСТах и нормативных документах).

Разработанные в монографии [1] определения достоверных значений ядерно-спектроскопических констант положены в основу создания справочников для нуклидов, применяемых в народном хозяйстве.

Классификация нормалей. Гамма-излучение, рентгеновское, ультрафиолетовое, оптическое, инфракрасное, радиоволновое – все это виды электромагнитного излучения, отличающиеся только частотами (соответственно длинами волн или энергиями квантов). Однако они очень сильно различаются по своему взаимодействию с остальным материальным миром. Одновременно сильно различаются методы их наблюдений и измерений. В каждой из перечисленных областей существуют свои, специфические методы точного определения частот или длин волн, поэтому в каждой области должны быть свои нормали, иначе процесс относительных измерений (т.е. сравнения с нормалью) не был бы удобен и достаточно точен. Однако частоты или длины волн нормалей из разных областей должны быть связаны между собой, иначе физики не могли бы пользоваться формулами, в которые входят величины из различных областей физики. Большое число нормалей могло бы вызвать многочисленные сравнения их между собой, которые затруднили бы оценку положения в каждый момент времени. Очевидный выход заключался в установлении **с и с т е м ы н о р м а л е й**, в которой какая-то нормаль должна быть признана **г л а в н о й**, а остальные должны в первую очередь сравниваться с ней [1].

В огромном диапазоне электромагнитных волн, от инфракрасного до коротковолнового γ -излучения, измеряемой на опыте характеристикой излучения, является длина волны. Следовательно, для этого диапазона главной должна быть нормаль, имеющая удобную для сравнения длину волны. Однако рассматриваемый диапазон вмещает длины волн λ , различающиеся приблизительно на семь порядков величины (инфракрасное излучение имеет $\lambda \approx 10^{-6}$ м, у коротковолнового γ -излучения $\lambda \approx 10^{-13}$ м). Как бы ни была выбрана главная нормаль, должно быть много "местных" нормалей, так как сравнение длин волн может быть сделано точным только тогда, когда длины волн различаются не более чем в несколько раз.

"Местные" нормали, как бы ни были они удобны сами по себе, все же приходится сравнивать с главной. Сделать это непосредственно очень трудно, поскольку длины волн часто различаются в тысячи и десятки тысяч раз. Приходится пользоваться промежуточными нормалью; если их много, точность передачи снижается; если мало, длины волн сильно различаются и точность сравнений тоже падает. Оптимальная расстановка промежуточных нормалей – одна из первых задач метрологии. Эта расстановка обязательно должна быть гибкой, т.е. должна учитывать изменения в точности на всех этапах сравнений.

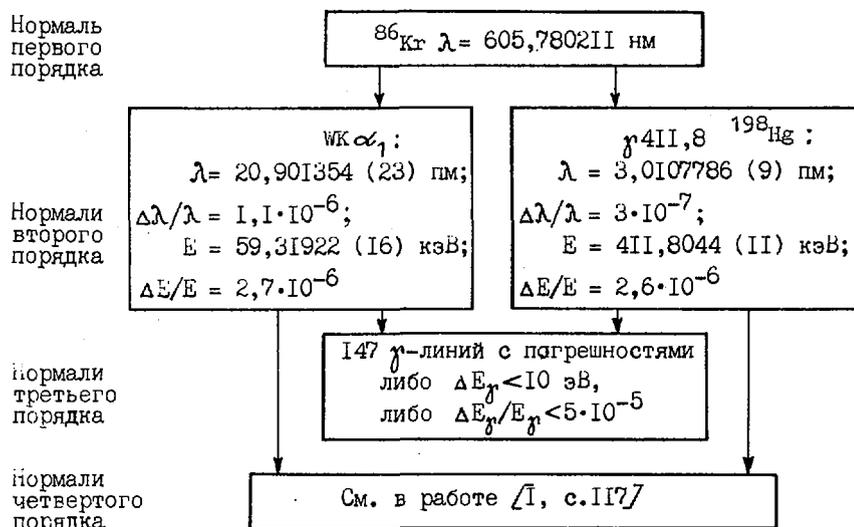
Чтобы введение промежуточных нормалей не было хаотичным, необходимо нормали классифицировать. В работе [1] исходными считали следующие принципы:

- нормалью первого порядка должна быть главная метрологическая линия $\lambda = 605,780 \text{ 211 нм}^{86} \text{ Kr}$;
- нормали второго, третьего, четвертого порядков должны быть свои в каждой области физики – для оптики, для ультрафиолетовой, рентгеновской или ядерной спектроскопии.

Проект правил для введения нормалей второго, третьего и четвертого порядков для ядерной спектроскопии [1] изображен на рисунке. Изменение определения метра в октябре 1983 г. пока не играет роли для ядерной спектроскопии. Этот вопрос подробно рассмотрен в работе [2].

Нормали второго порядка. Поскольку ядерная спектроскопия охватывает широкий интервал энергий до 5000 кэВ, постольку для ее нужд следует иметь несколько нормалей второго порядка, чтобы сравнения энергий были наиболее точными. До настоящего времени нет ни одной "собственной" нормали, утвержденной каким-либо международным соглашением.

Вопрос о введении γ -спектроскопических нормалей до 1974 г. не имело смысла решать, так как ни одна из ядерных γ -линий не была измерена абсолютными методами с относительной погрешностью меньше $70 \cdot 10^{-6}$; в то же время у нескольких γ -линий энергия была определена с погрешностью меньше $20 \cdot 10^{-6}$ путем сравнения с рентгеновскими нормальными. Следовательно, рентгеновские нормали были лучшими и для γ -спектроскопии. Этот вывод был положен в основу системы нормалей, предложенной в 1974 г. Б.С.Джелеповым^{*.} Вся система опиралась на длину волны $Wk\alpha_1$. Эта нормаль и в настоящее время не потеряла своего значения, ее большое преимущество в том, что легко могут быть получены интенсивные потоки рентгеновского излучения. Но длина волны $Wk\alpha_1$ имеет и недостаток, присущий всем рентгеновским линиям: большую естественную полуширину спектральной линии, которая составляет 43 эВ. Все же к настоящему времени более одной трети измерений величины λ для нормалей третьего порядка произведены сравнением с длиной волны $Wk\alpha_1$. Поэтому временно ее следует сохранить как нормаль второго порядка (см. рисунок).



Соподчинение (иерархия) энергетических нормалей для ядерной спектроскопии

Для ядерной спектроскопии необходимы нормали, использующие ядерные γ -излучения, поскольку они имеют меньшую собственную ширину линии, чем рентгеновские линии такой же энергии. Нормаль второго порядка выбирается на основе следующих правил:

а) длина волны нормали второго порядка должна быть определена сравнением с длиной волны нормали первого порядка (т.е. с $\lambda = 6057 \text{ \AA}$ ^{86}Kr) с относительной погрешностью, не превышающей $3 \cdot 10^{-7}$;

б) сравнение должно проводиться с помощью метода, основанного на хорошо известных физических законах, при применении которых не должно быть сделано никаких недоказанных предположений;

в) нормаль второго порядка должна быть удобной для сравнения с нормалью первого порядка, "низшими" нормальными и с другими спектральными линиями, а также должна быть хорошо и легко воспроизводима;

г) спектроскопическая чистота нормали не должна вызывать никаких сомнений: должно быть ясно, что линия, служащая нормалью, не является дублетом и настолько удалена от других линий, что фоном от последних можно пренебречь. Желательно, чтобы в спектре с нормалью было не многим более 10 γ -линий;

д) поскольку нормалей второго порядка в широком диапазоне длин волн (например, рентгеновского и γ -излучения) должно быть несколько, то следует проводить сравнения нормалей второго порядка между собой. Результаты таких сравнений не должны находиться в противоречии с прямыми срав-

*Джелепов Б.С. Методы разработки сложных схем распада. Л.: Наука, 1974.

нениями длин волн с нормалью первого порядка. Если такое противоречие обнаруживается, то одну из нормалей второго порядка следует временно исключить.

Совместное рассмотрение требований а) и д) приводит к такому выводу: лучшим кандидатом для нормали второго порядка является линия γ 4II,8 ^{198}Hg [1, с.49-66], хотя есть γ -линии ^{169}Yb , ^{192}Ir и др., измеренные с почти такой же точностью, как γ 4II,8.

Нормали третьего порядка. Нормали третьего порядка выбираются на основе следующих правил:

- их длина волны должна быть определена прямым сравнением с длинами волн нормалей первого и второго порядков, выполненным на современном уровне точности с помощью методов, опирающихся на хорошо известные физические законы [1, с.68-70];

- новые нормали третьего порядка могут быть введены по двум уже введенным нормалям третьего порядка и правилу Ритца $E_1 + E_2 = E_3$;

- устанавливаются пределы для таких погрешностей: $\Delta E_\gamma < 10$ эВ при $E_\gamma < 200$ кэВ, $\Delta E_\gamma/E_\gamma < 50 \cdot 10^{-6}$ при $E_\gamma > 200$ кэВ.

Конечно, в установлении необходимого уровня точности есть произвол. Если отбирать только переходы, измеренные с очень высокой точностью, то их будет мало, а для практики неудобно, когда нормалей мало. С понижением уровня точности число переходов будет увеличиваться, но классификация нормалей начнет расплываться и ее рекомендательная сила ослабнет.

В настоящее время по правилам, изложенным выше, к нормалям третьего порядка отнесено 147 переходов. Их энергии определены в результате сравнений: с $\lambda = 6057$ ^{86}Kr - 19 переходов, с $W\text{K}\alpha_1$ - 69 переходов, с γ 4II,8 - 125 переходов, по правилу Ритца - 6 переходов. Для некоторых переходов энергии определены двумя методами.

В работе [1] таблица нормалей третьего порядка содержит результаты всех измерений, удовлетворяющие указанным выше пределам для погрешностей. Большинство значений получены при помощи кристалл-дифракционного метода сравнением с $W\text{K}\alpha_1$ и γ 4II,8. Для некоторых переходов есть два или три достаточно точных измерения, и все они были приведены. Для практического использования в этих случаях нужно определять средневзвешенное значение. Это и было сделано в табл. I. Все результаты оригинальных работ пересчитаны для новых значений энергий нормалей второго порядка [12]: $E(W\text{K}\alpha_1) = 59,319\ 22(16)$ кэВ и $E(\gamma\ 4II,8) = 411,804\ 4(II)$ кэВ.

Таблица I

Рекомендованные справочные данные по энергетическим нормалям третьего порядка

№ пп.	Исходный нуклид	E_γ , кэВ	ΔE_γ , эВ	Используемая нормаль	Литература
I. Энергии ядерных излучений, измеренные с погрешностями менее 10 эВ					
1	^{171}Lu	9,149	1	γ 4II,8	[6]
2	^{171}Lu	19,384	2	γ 4II,8	[6]
3	^{171}Lu	27,126	3	γ 4II,8	[6]
4	^{182}Ta	31,737 4	0,4	W, γ 4II,8	[7]
5	^{99}Mo	40,583 47	0,17	λ 6057 ^{86}Kr	[8]
6	^{183}Ta	40,976 5	1	W	[9]
7	^{182}Ta	42,714 8	0,6	W, γ 4II,8	[7]
8	^{183}Ta	46,485 00	0,20	γ 4II,8	[10,9]
9	^{171}Lu	46,516	4	γ 4II,8	[6]
10	^{199}Au	49,826 55	0,18	γ 4II,8	[10]
11	^{183}Ta	52,596 47	0,18	W, γ 4II,8	[10,9]
12	^{171}Lu	55,677	6	γ 4II,8	[6]
13	^{241}Am	59,537 0	1	W	[11]
14	^{169}Yb	63,120 79	0,17	γ 4II,8; λ 6057 ^{86}Kr	[12,13]
15	^{182}Ta	65,722 48	0,22	W, γ 4II,8	[10,7,9]
16	^{171}Lu	66,720	7	γ 4II,8	[6]
17	^{182}Ta	67,750 00	0,21	W, γ 4II,8	[10,7,9]

Продолжение табл.1

№ пп.	Исходный нуклид	E_{γ} , кэВ	ΔE_{γ} , эВ	Используемая нормаль	Литература
18	^{153}Sm	69,673 40	0,21	γ 4II,8	[14]
19	^{187}W	72,000	4	W, γ 4II,8	[15,16]
20	^{171}Lu	72,366	7	γ 4II,8	[6]
21	^{193}Os	73,046	3	γ 4II,8	[17]
22	^{153}Sm	75,422 56	0,26	γ 4II,8	[14]
23	^{171}Lu	75,876	8	γ 4II,8	[6]
24	^{197}Hg	77,345	8	W	[15]
25	^{166}Ho	80,560	7	W	[15,18]
26	^{183}Ta	82,919	2	W	[9]
27	^{153}Sm	83,367 64	0,26	γ 4II,8	[14]
28	^{170}Tm	84,255 07	0,28	λ 6057 $^{86}\text{Kr}; \gamma$ 4II,8	[12,13,19]
29	^{182}Ta	84,681 2	1,2	W, γ 4II,8	[7]
30	^{183}Ta	84,713	2	W	[9]
31	^{176}Lu	88,361	9	W	[18]
32	^{153}Sm	89,486 46	0,28	γ 4II,8	[14]
33	^{147}Nd	91,107 3	1,6	γ 4II,8	[20]
34	^{169}Yb	93,614 98	0,26	λ 6057 $^{86}\text{Kr}; \gamma$ 4II,8	[12,13]
35	^{165}Dy	94,695 2	2,5	W, γ 4II,8	[15,17,18]
36	^{153}Sm	97,431 55	0,30	γ 4II,8	[14]
37	^{183}Ta	99,081 82	0,27	W, γ 4II,8	[10,9]
38	^{182}Ta	100,106 53	0,27	W, γ 4II,8	[10,7,9]
39	^{183}Ta	101,936	2	W	[9]
40	^{183}Ta	102,484	3	W	[9]
41	^{183}Ta	103,150	5	W	[9]
42	^{153}Sm	103,180 69	0,30	W, γ 4II,8	[21,18,14]
43	^{193}Os	107,019	8	γ 4II,8	[17]
44	^{183}Ta	107,933 68	0,30	γ 4II,8	[10,9]
45	^{183}Ta	109,729	3	W	[9]
46	^{169}Yb	109,779 86	0,28	λ 6057 $^{86}\text{Kr}; \gamma$ 4II,8	[12,13]
47	^{171}Er	111,624	4	γ 4II,8	[22]
48	^{182}Ta	113,672 4	0,4	W, γ 4II,8	[10,7]
49	^{187}W	113,749	8	γ 4II,8	[16]
50	^{182}Ta	116,418 5	1,7	W, γ 4II,8	[7]
51	^{171}Er	116,659	6	γ 4II,8	[22]
52	^{169}Yb	118,190 1	0,3	λ 6057 $^{86}\text{Kr}; \gamma$ 4II,8	[12,13]
53	^{165}Dy	119,493	8	γ 4II,8	[17]
54	^{183}Ta	120,376	3	W	[9]
55	^{147}Nd	120,483	9	γ 4II,8	[20]
56	^{152}Eu	121,782 4	0,4	γ 4II,8	[14,15]
57	^{57}Co	122,061 3	0,4	γ 4II,8	[14]
58	^{171}Er	124,016	4	γ 4II,8	[22]
59	^{169}Yb	130,523 68	0,34	λ 6057 $^{86}\text{Kr}; \gamma$ 4II,8	[12,13]
60	^{187}W	134,244	6	W, γ 4II,8	[15,16]
61	^{192}Ir	136,343 8	0,5	γ 4II,8, правило Ритца	[12,13,19]
62	^{57}Co	136,474 3	0,5	γ 4II,8	[14]
63	^{186}Re	137,156	8	W	[15]
64	^{193}Os	138,950	8	γ 4II,8	[17]
65	^{183}Ta	142,273	6	W	[9]
66	^{183}Ta	144,125 4	0,5	W, γ 4II,8	[10,9]

Продолжение табл. I

№ пп.	Исходный нуклид	E_{γ} , кэВ	ΔE_{γ} , эВ	Используемая нормаль	Литература
67	^{182}Ta	152,430 6	0,5	W, γ 4II, 8	[7, 10, 9]
68	^{182}Ta	156,387 4	0,5	W, γ 4II, 8	[7, 10, 9]
69	^{199}Au	158,379 5	0,4	γ 4II, 8	[10]
70	^{183}Ta	160,530 1	0,6	W, γ 4II, 8	[10, 9]
71	^{183}Ta	161,348 0	0,4	W, γ 4II, 8	[10, 9]
72	^{183}Ta	162,325 2	0,5	W, γ 4II, 8	[10, 9]
73	^{153}Sm	172,854 1	0,5	γ 4II, 8	[14]
74	^{169}Yb	177,214 1	0,5	λ 6057 ^{86}Kr ; γ 4II, 8	[12, 13]
75	^{182}Ta	179,394 8	0,5	W, γ 4II, 8	[10, 7, 9]
76	^{172}Lu	181,520	6	γ 4II, 8	[6]
77	^{183}Ta	192,647	6	W	[9]
78	^{169}Yb	197,957 9	0,5	λ 6057 ^{86}Kr ; γ 4II, 8	[12, 13]
79	^{182}Ta	198,353 0	0,6	W, γ 4II, 8	[10, 7, 9]
80	^{192}Ir	201,310 9	0,9	γ 4II, 8	[13]
81	^{183}Ta	203,289	8	W	[9]
82	^{183}Ta	205,089	7	W	[9]
83	^{192}Ir	205,795 5	0,5	λ 6057 ^{86}Kr ; γ 4II, 8	[12, 13]
84	^{199}Au	208,206 0	0,6	γ 4II, 8	[10]
85	^{183}Ta	208,815	7	W	[9]
86	^{183}Ta	209,872 2	0,7	W, γ 4II, 8	[10, 9]
87	^{182}Ta	222,109 8	0,6	W, γ 4II, 8	[10, 7, 9]
88	^{182}Ta	229,321 9	0,9	W, γ 4II, 8	[10, 7]
89	^{212}Pb	238,633	9	γ 4II, 8	[23]
90	^{183}Ta	244,269 1	0,8	W, γ 4II, 8	[10, 9]
91	^{152}Eu	244,698 9	1,0	γ 4II, 8	[14]
92	^{183}Ta	245,241	6	W	[9]
93	^{183}Ta	246,064 7	0,7	W, γ 4II, 8	[10, 9]
94	^{169}Yb	261,078 6	0,7	λ 6057 ^{86}Kr ; γ 4II, 8	[12, 13]
95	^{182}Ta	264,075 4	0,8	W, γ 4II, 8	[10, 7, 9]
96	^{203}Hg	279,196 8	1,6	γ 4II, 8	[13]
97	^{183}Ta	291,730 9	1,0	W, γ 4II, 8	[10, 9]
98	^{192}Ir	295,958 3	0,8	λ 6057 ^{86}Kr ; γ 4II, 8	[12, 13, 19]
99	^{169}Yb	307,737 6	0,6	λ 6057 ^{86}Kr ; γ 4II, 8	[12, 13]
100	^{192}Ir	308,456 9	0,8	λ 6057 ^{86}Kr ; γ 4II, 8	[12, 13, 19]
101	^{192}Ir	316,508 0	0,8	λ 6057 ^{86}Kr ; γ 4II, 8	[12, 13, 19]
102	^{51}Cr	320,084 2	1,0	γ 4II, 8	[13]
103	^{152}Eu	344,281 1	1,9	γ 4II, 8	[14]
104	^{183}Ta	353,997 7	1,0	W, γ 4II, 8	[10, 9]
105	^{152}Eu	367,789	5	γ 4II, 8	[14]
106	^{192}Ir	374,484 7	1,3	γ 4II, 8	[13]
107	^{152}Eu	411,121	8	γ 4II, 8	[14]
108	^{192}Ir	416,471 1	1,5	γ 4II, 8, правило Ритца	[12, 13]
109	^{152}Eu	443,990	6	γ 4II, 8	[14]
110	$^{110\text{m}}\text{Ag}$	446,814	4	γ 4II, 8	[24, 25]
111	^{192}Ir	468,071 4	1,2	λ 6057 ^{86}Kr ; γ 4II, 8	[12, 13, 19]
112	^{192}Ir	484,577 9	1,3	λ 6057 ^{86}Kr ; γ 4II, 8	[12, 13]
113	^{192}Ir	588,584, 0	2,1	λ 6057 ^{86}Kr ; γ 4II, 8	[12, 13, 19]
114	^{192}Ir	604,414 6	1,6	γ 4II, 8, правило Ритца	[12, 13, 19]
115	^{192}Ir	612,465 7	1,6	γ 4II, 8, правило Ритца	[12, 13, 19]

№ пп	Исходный нуклид	E_{γ} , кэВ	ΔE_{γ} , эВ	Используемая нормаль	Литература
I16	^{110}Ag	620,362	6	γ 4II,8	[24, 25]
I17	^{110}Ag	657,761 6	2,5	γ 4II,8	[24, 25]
I18	^{137}Cs	661,666	6	γ 4II,8	[14]
I19	^{198}Au	675,887 4	1,9	λ 6057 ^{86}Kr	[12]
I20	$^{110\text{m}}\text{Ag}$	677,621	5	γ 4II,8	[24, 25]
I21	$^{110\text{m}}\text{Ag}$	687,001	10	γ 4II,8	[24]
I22	$^{110\text{m}}\text{Ag}$	706,682	4	γ 4II,8	[24, 25]
I23	$^{110\text{m}}\text{Ag}$	763,949	8	γ 4II,8	[24, 25]
I24	^{152}Eu	778,910	9	γ 4II,8	[14]
I25	^{192}Ir	884,541 3	2,7	γ 4II,8, правило Ритца	[12, 13, 19]
I26	$^{110\text{m}}\text{Ag}$	937,488	7	γ 4II,8	[24, 25]
I27	^{198}Au	1087,690 4	2,5	Правило Ритца	[12]
I28	^{60}Co	1173,240 7	7	γ 4II,8	[14]
I29	^{60}Co	1332,504	8	γ 4II,8	[14]
I30	$^{110\text{m}}\text{Ag}$	1384,298	6	γ 4II,8	[24, 25]

2. Энергии ядерных излучений,
измеренные с относительными погрешностями $\Delta E/E < 50 \cdot 10^{-6}$

I31	^{140}La	241,969	12	γ 4II,8	[26]
I32	^{165}Dy	259,540	11	γ 4II,8	[17]
I33	^{171}Er	295,904	14	γ 4II,8	[22]
I34	^{140}La	328,772	12	γ 4II,8	[26]
I35	^{140}La	487,034	19	γ 4II,8	[26]
I36	^{103}Ru	497,09	13	γ 4II,8	[27]
I37	^{208}Tl	510,723	19	γ 4II,8	[28]
I38	^{208}Tl	583,149	22	γ 4II,8	[23]
I39	^{134}Cs	604,750	27	γ 4II,8	[29]
I40	$^{110\text{m}}\text{Ag}$	744,272	11	γ 4II,8	[24]
I41	$^{110\text{m}}\text{Ag}$	818,043	12	γ 4II,8	[24]
I42	$^{110\text{m}}\text{Ag}$	884,692	13	γ 4II,8	[24]
I43	^{152}Eu	964,038	34	γ 4II,8	[14]
I44	^{24}Na	1368,56	40	γ 4II,8	[23]
I45	$^{110\text{m}}\text{Ag}$	1505,038	15	γ 4II,8	[24]
I46	^{208}Tl	2614,63	100	γ 4II,8	[23]
I47	^{24}Na	2793,99	120	γ 4II,8	[19]

Перед усреднением выяснялся вопрос, не проявляется ли наличие разности систематических погрешностей [3]. Если проявлялись такие разности, то обработка спектральных измерений проводилась таким же образом, как при нахождении рекомендуемых значений энергий в распадах $^{171,172}\text{Lu}$ [4, 5].

При сравнении двух независимых измерений ^{169}Tb [12, 13] среднее расхождение шкал не превышало $-(0,25 \cdot 10^{-6})E_{\gamma}$. При рассмотрении результатов измерений ^{192}Ir [12, 13, 19] эти расхождения составляли $(9 \cdot 10^{-6})E_{\gamma}$ [1, с. 69 и 82] при сравнении шкал Делатта [12], Бира и Керна [19] и $-(1,2 \cdot 10^{-6})E_{\gamma}$ [1, с. 83] для [12, 13]. При усреднении поправки были внесены в работы [13, 19], поскольку шкала Делатта имеет на порядок больший вес (табл. 2). Усреднение проведено по авторским погрешностям, определяемым в основном статистикой. Систематические погрешности удалось выделить только в работе [12]. Эти погрешности малы и квадратически складывались с погрешностью средневзвешенного (с. взв.) значения.

В качестве основной систематической погрешности выступает относительная погрешность $2,6 \cdot 10^{-6}$ переводного коэффициента от длины волны к энергии, равного $1,239852 \cdot 10^{-4}$ эВ·см / 1, с.23, 62] и [12]. В табл.2 приведена полная погрешность $\Delta E_{\text{полн}} = \sqrt{\Delta E_{\text{С.ВЗВ}}^2 + \Delta E_{\text{Сист}}^2 + (2,6 \cdot 10^{-6} E)^2}$.

Следует отметить, что в работе [7] ^{182}W измерен в двух шкалах: $W/\text{К}\alpha_1$ и γ 4II,8. При пересчете авторских данных к современным значениям этих нормалей шкалы разошлись. При усреднении с другими работами вес был определен погрешностью разброса шкал.

Список литературы

1. Джелепов Б.С., Шестопалова С.А. Ядерно-спектроскопические нормали. М.: Атомиздат, 1980.
2. Шестопалова С.А. Ядерно-спектроскопические нормали при новом определении метра//Метрология. М.: Изд-во стандартов. 1985, № 3. С.48-58.
3. Шестопалова С.А. Вопросы, возникающие при обработке результатов независимых измерений//В кн.: Физические проблемы точных измерений: Материалы II Всесоюзного совещания по теоретической метрологии. Л.: Энергоатомиздат, 1984. С.55-58.
4. Джелепов Б.С., Учеваткин И.Ф., Шестопалова С.А. Ядерно-спектроскопические константы распада $^{171}\text{Lu} \rightarrow ^{171}\text{Yb}$ //Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1984. Вып.4 (58). С.36-53.
5. Джелепов Б.С., Учеваткин И.Ф., Шестопалова С.А. Значения ядерно-спектроскопических констант распада $^{172}\text{Lu} \rightarrow ^{172}\text{Yb}$ //См. [4]. С.54-67.
6. Kaye G. Excited states of ^{171}Yb fed in the electron capture decay of ^{171}Lu //Nucl.Phys. 1966. V.86, N 2. P.241-267.
7. Piller O., Beer W., Kern J. Das fokussierende kristall spectrometer der universitat pribleurg//Nucl.Instrum. and Methods. 1973. V.107, N 1. P.61.
8. Lu D.C., Delker L., Dugan G. e.a. Measurement of the Pionic Mass//Phys.Rev.Letters. 1980. V.45. P.1066.
9. Gruber U., Koch R., Maier B.P., Schult O.W.B. Energie - und Intensitatmessung der Wahrend des ^{182}Ta und ^{183}Ta Zerfalls von ^{182}W and ^{183}W Ausgesandten γ -Strahlung//Z.Naturforsch. 1965. Bd 20a, H.7. S.929-938.
10. Borchert G.L., Scheck W., Schult O.W.B. Curved crystal spectrometer for precise energy measurements of gamma-rays from 30 to 1.500 keV//Nucl.Instrum. and Methods. 1975. V.124. N 1. P.107-117.
11. Jewell R.W., John W., Massey R., Saunders B.G. Bent crystal spectrometer for use with a germanium detector//Ibid. 1968. V.62, N 1. P.68-76.
12. Deslattes R.D., Kessler E.G., Sauder W.C., Henins A. Remeasurement of γ -ray reference lines//Ann.Phys. 1980. V.129. P.378-434.
13. Borchert G.L., Scheck W., Wieder K.P. Precision measurement of the γ -ray energies from radioactive decay of ^{51}Cr , ^{169}Yb , ^{170}Tm , ^{192}Ir and ^{203}Hg //Z.Naturforsch. 1975. Bd.30a, H 3. S.274-276.
14. Borchert G.L. Precision measurement of γ -ray energies from the decay of ^{57}Co , ^{60}Co , ^{137}Cs , ^{152}Eu , ^{153}Sm and ^{198}Au //Ibid. [8]. S.43-44; 1976. Bd 31a, H.3. S.387.
15. Marklund I., Lindström B. Precision determination of gamma-energies of nuclei with $A=152-197$ //Nucl.Phys. 1963. V.40, N 3. P.329.
16. Reidy J.J., Wiedenbeck M.L. A study of the decay of ^{187}W using a 2m curved - crystal spectrometer//Ibid. 1966. V.79, N 1. P.193-202.
17. Ludington M.A., Raaside D.E. Precision energy measurements of gamma-rays occurring in the decays of ^{165}Dy and ^{193}Os //Nucl.Instrum. and Methods. 1971. V.94, N 1. P.193.
18. Hardell R., Nilsson S. Precision energy determination of isomeric levels and lowlying excited in deformed nuclei//Nucl.Phys. 1962. V.39. N 2. P.299.
19. Beer W., Kern J. The precision determination of some γ -rays energies using the fribourg curved-crystal spectrometer//Nucl.Instrum. and Methods. 1974. V.117, N 1. P.183-187.
20. Hill J.C., Wiedenbeck M.L. The decay of ^{147}Nd //Nucl.Phys. 1967. V. A98, N 3. P.599-613. Bergvall P. Precision measurements of gamma-energies and intensities by crystal diffraction//Arxiv.fys. 1960. Bd 17, H.7. S.125-147.

21. Raeside D.E., Reidy J.J., Wiedenbeck M.L. The level scheme of ^{171}Tm //Nucl.Phys. 1968. V.114, N 3. P.529-540.
22. Murray Q., Graham R.L., Geiger J.S. The precision determination of some β -ray energies using a β -spectrometer//Ibid. 1965. V.64, N 3. P.353-382.
23. Borchert G.L., Scheek K., Schult O.W.B. Precision measurement of relative β -ray energies with a curved crystal diffractometer//In: Atomic masses and fundamental constants. 5: Proc. of 5 Intern. conf. at masses and fund.const. in Paris, June, 1975/Eds. J.H.Sanders, A.H.Wapstra. N.-Y. - London: Plenum Press. 1976. P.42-47.
24. Kern J., Schwitz W. Precision energy measurements of β -rays occurring in the decay of $^{110\text{m}}\text{Ag}$ //Nucl.Instrum. and Methods. 1978. V.151, N 3. P.549-553.
25. Baer W., Reidy J.J., Wiedenbeck M.L. The level structure of the nucleus ^{140}Ce //Nucl.Phys. 1966. V.86, N 2. P.332-344.
26. Raeside D.E., Reidy J.J., Wiedenbeck M.L. The levels of ^{103}Rh populated in the decay of ^{103}Ru //Ibid. 1969. V. A134, N 2. P.347-352.
27. Graham R.L., Murray G., Geiger J.S. Precision measurement of the moments of conversion electron lines from sources of ^{212}Pb (ThB)//Canad.J.Phys. 1965. V.43, N 1. P.171-192.
28. Raeside D.E., Reidy J.J., Wiedenbeck M.L. The level scheme of ^{134}Ba //Nucl.Phys. 1967. V.A98, N 1. P.54-64.

Статья поступила в редакцию 17 июля 1987 г.

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

Element	S	A	Quan- tity	Labora- tory	Work- type	Energy (eV)		Page	C O M M E N T S
						min	max		
TH	232	NEG	FEI	EXPT	3.0+6		56	FILATENKOV + VDG, GE-LI, G-SPEC, TBL	
U	235	NEG	FEI	EXPT	3.0+6		56	FILATENKOV + VDG, GE-LI, G-SPEC, TBL	
U	238	NEG	FEI	EXPT	3.0+6		56	FILATENKOV + VDG, GE-LI, G-SPEC, TBL	

Редактор Г.В.Зубова
Технический редактор С.И.Халиллулина
Корректор Е.М.Спиридонова

Подписано в печать 26.05.88.
Печать офсетная.
Индекс 3645.

Т-02681.
Печ.л. 9,5. Уч.-изд.л. 8,0.
II статей.

Формат 60x84 1/8.
Тираж 350 экз.
Заказ №884

Отпечатано в ЦНИИАтоминформе
127434, Москва, аб/яц 971

УДК 621.039

РАСЧЕТ ИНТЕГРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ.
Часть 1. Полный выход нейтронов/Л.Г.Маневич, П.Э.Немировский,
М.С.Юдкевич. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные кон-
станты, 1988, вып.2, с.3-12.

Приводится описание расчета полного выхода запаздывающих нейтронов при делении методом суммирования вкладов отдельных излучателей. Для 25 рассмотренных случаев величины выхода хорошо согласуются с результатами макроскопических измерений (табл.4, список лит. - 20 назв.).

УДК 621.039

РАСЧЕТ ИНТЕГРАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ.
Часть 2. Групповые константы и реактивность/Л.Г.Маневич, П.Э.Немировский,
М.С.Юдкевич. - Вопросы атомной науки и техники. Сер.Ядерные константы, 1988, вып.2, с.13-22.

Метод суммирования вкладов отдельных излучателей применен для получения эффективных 6-групповых констант запаздывающих нейтронов для некоторых делящихся нуклидов. Сравнение различных систем 6-групповых констант проведено применительно к измерению реактивности реактора с ^{235}U . Константы, основанные на микроданных, позволяют измерить реактивность с точностью 3-5%. Примерно к такой же неопределенности приводят и ошибки макроконстант (рис.3, табл.5, список лит. - 12 назв.).

УДК 539.173.4

ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЕ В ЯДЕРНОМ РЕАКТОРЕ НА ОДИН АКТ ДЕЛЕНИЯ УРАНА И ПЛУТОНИЯ/А.Ф.Бадалов, В.И.Копейкин. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1988, вып.2, с. 22-26.

Рассчитана полная энергия деления, учитывающая также все виды радиоактивных превращений осколков, и эффективная тепловая энергия, не включающая энергию нейтрино и долгоживущих продуктов. Вычисления проведены в применении к тепловому реактору ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu . Рассчитана полная тепловая энергия деления с учетом захвата нейтронов реакторными материалами. Для реактора ВВЭР-440 проведены вычисления среднего по составу топлива энерговыделения. Учтена динамика энерговыделения для нескольких первых кампаний до выхода на стационарный режим работы. Введены поправки на остаточное тепловыделение от предыдущей кампании, оценены ошибки вычислений (рис.2, табл.3, список лит. - 15 назв.).

УДК 539.17

АНОМАЛИИ В ПРОХОЖДЕНИИ γ -ИЗЛУЧЕНИЯ ИСТОЧНИКА ^{60}Co ЧЕРЕЗ СВИНЕЦ, ВИСМУТ И УРАН/Л. А.Трыков, Ю.И.Колеватов, В.П.Семенов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1988, вып.2, с.26-33.

Экспериментально исследовано прохождение γ -излучения радионуклида ^{60}Co через железо, вольфрам, свинец, висмут и уран в условиях широкой геометрии. Измерения выполнены Ge(Li)-спектрометром ДДК-50А-3. Получены данные об ослаблении линии $E_{\gamma} = 1,33$ МэВ, измерены спектры утечки γ -излучения. Эффективные линейные коэффициенты ослабления γ -излучения с энергией 1,33 МэВ оказались меньше их полных линейных коэффициентов ослабления для свинца на 6-9%, для висмута на 9-12%. В спектре γ -излучения, прошедшего через слой свинца толщиной 26 см обнаружены пики в области энергий между 1,17 и 1,33 МэВ. Имеются также нерегулярности в спектре ниже 1,17 МэВ. Полученные данные подтверждают результаты измерений, которые были выполнены ранее другими методами (рис.6, табл.2, список лит. - 3 назв.).

УДК 621.039.519.4

ОБ ОЦЕНКЕ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ВОЗМУЩЕНИЮ КРИТИЧНОСТИ РЕАКТОРОВ/В.А.Дулин. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1988, вып.2, с.33-39.

Рассмотрен вопрос об адекватности экспериментов по измерению коэффициентов реактивности различных элементов в критических разноточных средах и о соответствующих им групповых расчетов. Приведены различные возможности возмущения ячеек гетерогенных сред и соответствующие им билинейные поправки к групповым сечениям поглощения, полученным традиционным способом (усреднением с весом потока в резонансной области энергий). Показано, что в отличие от однородных сред анализ измерений величин $k^*(k_{\infty})$ также должен проводиться с учетом таких поправок. Для нескольких критических сборок, созданных в последнее время для изучения поглощения нейтронов в конструкционных материалах, приводятся численные результаты поправок, оказывающихся в некоторых случаях большими (рис.2, табл.1, список лит. - 8 назв.).

УДК 621.039.51.17

ОБ ОПТИМАЛЬНОМ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ГЕОМЕТРИЧЕСКОГО "РАСЩЕПЛЕНИЯ" ПРИ МНОГОГРУППОВЫХ РАСЧЕТАХ ВОДОРОДСОДЕРЖАЮЩЕЙ ЗАЩИТЫ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО/И.Ю.Шимкевич. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1988, вып.2, с.39-43.

Приводятся результаты исследования алгоритмов оптимальной расстановки плоскостей расщепления при многогрупповых расчетах прохождения нейтронного излучения через осесимметричную систему методом Монте-Карло. Рассматривался водяной цилиндр радиусом 50 см и длиной 100 см. Поверхности расщепления - плоскости, перпендикулярные оси симметрии цилиндра. Рассматривались плоский нормальный источник, равномерно распределенный на торцевой поверхности цилиндра, и пять энергетических групп. Для групповых утечек на 100 см и групповых потоков внутри цилиндра получено оптимальное расположение плоскостей расщепления для каждой энергетической группы. Введение расщепления в группах ниже третьей не эффективно (табл.3, список лит. - 3 назв.).

УДК 539.125.52

НЕЙТРОННЫЕ ПАРАМЕТРЫ ПРОЦЕССА ЗАМЕДЛЕНИЯ С УЧЕТОМ НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ/В.В.Кулик. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1988, вып.2, с.44-48.

Рассмотрены параметры, характеризующие процесс замедления нейтронов: средняя логарифмическая потеря энергии и средний квадрат логарифмической потери энергии, средний косинус и средний квадрат косинуса угла рассеяния - при наличии кроме упругого рассеяния неупругого рассеяния с возбуждением отдельных уровней и континуума. Для указанных параметров получены точные и приближенные выражения с учетом анизотропии неупругого рассеяния в системе центра инерции. Вычислены нейтронные параметры углерода в интервале энергий 5-14 МэВ и проанализировано влияние на них неупругого рассеяния и его анизотропии (табл.2, список лит. - 10 назв.).

УДК 539.17.

РАСЧЕТ КЕРМА-ФАКТОРОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ БИБЛИОТЕК ОЦЕНЕННЫХ НЕЙТРОННЫХ ДАННЫХ/И.М.Бондаренко, А.С.Забродская, А.С.Кривцов, М.Н.Николаев. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1988, вып.2, с.49-51.

Описан метод расчета нейтронных керма-факторов. Рассчитывалась также суммарная энергия фотонов, образовавшихся в результате нейтронных реакций. Расчеты проводились с использованием различных библиотек оцененных нейтронных данных и информации об энерговыделении при радиоактивном распаде продуктов нейтронных реакций (табл.1, список лит. - 4 назв.).

УДК 539.1.083

СВОЙСТВА МИШЕНЕЙ И ЯДЕРНЫЕ ДАННЫЕ/Н.В.Корнилов, А.А.Говердовский. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1988, вып.2, с.52-56.

Рассмотрены примеры влияния свойств мишеней и образцов на ядерные данные. Для мишеней из делящихся материалов такое влияние показано на экспериментах по измерению среднего числа, спектров мгновенных нейтронов деления и сечений деления. Проанализированы возможные экспериментальные методы измерения необходимых поправок. Продемонстрирован метод измерения распределения трития по толщине мишени, используемой в качестве источника нейтронов (рис.4, табл.1, список лит. - 10 назв.).

УДК 539.17

СЕЧЕНИЯ ОБРАЗОВАНИЯ γ -КВАНТОВ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 3 МэВ С ЯДРАМИ ^{232}Th , ^{235}U И ^{238}U /А.А.Филатенков, М.В.Елинов, С.В.Чуваев, В.М.Саидгареев. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1988, вып.2, с.56-60.

Измерены спектры и полные сечения образования γ -квантов в интервале энергий 0,25-3,55 МэВ при взаимодействии нейтронов с энергией 3 МэВ с ядрами ^{235}U , ^{238}U и ^{232}Th . Результаты сравниваются с оцененными данными, приведенными в библиотеке БНАБ-78, и обсуждаются возможные причины различий. В спектрах ^{235}U и ^{238}U идентифицировано около 20 γ -переходов, принадлежащих мгновенному γ -излучению осколков деления, определены их энергии, место в схеме уровней и выходы на акт деления (рис.1, табл.2, список лит. - 12 назв.).

УДК 539.01.03:539.166

РЕКОМЕНДОВАННЫЕ СПРАВОЧНЫЕ ДАННЫЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ НОРМАЛЕЙ ТРЕТЬЕГО ПОРЯДКА В ОБЛАСТИ РЕНТГЕНОВСКОГО И γ -ИЗЛУЧЕНИЯ/С.А.Шестопалова. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1988, вып.2, с.60-69.

В результате разработки метрологически обоснованной системы энергетических нормалей приведены уточненные значения длин волн и энергий нормалей второго порядка ($W\text{K}\alpha$, и $\gamma 4\text{II}, 8$) и энергий 147 нормалей третьего порядка в диапазоне от 9 до 2 794 кэВ. В табл.1 включены данные, измеренные при $E_\gamma < 200$ кэВ с погрешностью менее 10 эВ, при $E_\gamma > 200$ кэВ - с относительной погрешностью менее $5 \cdot 10^{-5}$ (рис.1, табл.2, список лит. - 28 назв.).

1686

I р. 50 к.

Индекс 3645

Вопросы атомной науки и техники.
Серия: Ядерные константы, 1988, вып.2, с.1-70.