

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР

INDC(CCP)-284/G

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:

Ядерные константы

ВЫПУСК

4

1987

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

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

ЯДЕРНО-РЕАКТОРНЫЕ ДАННЫЕ

Зам. главного редактора М.Ф. ТРОЯНОВ

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

Ответственный секретарь В.В. Возяков

© Центральный научно-исследовательский институт
информации и технико-экономических исследований
по атомной науке и технике (ЦНИИАтоминформ), 1987

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

Серия: ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ

Научно-технический сборник

Выпуск 4

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

Москва

Издается с 1971 г.

1987

СОДЕРЖАНИЕ

НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

Калинин В.А., Коваленко С.С., Кузьмин В.Н., Немилов Д.А., Солин Л.М., Шпаков В.И. Абсолютные измерения сечения деления ^{237}Np и ^{233}U нейтронами с энергией 1,9 МэВ методом коррелированных по времени сопутствующих частиц с применением магнитного анализа	3
Трофимов Д.Н. Сечения активации нейтронами для 31 ядра при энергии 2 МэВ	10
Маслов В.М. Анализ сечений деления и реакций (n, xn) для ^{237}Np	19
Породацкий Д.В., Суховицкий Е.Ш. Средние резонансные параметры для ^{240}Pu , ^{235}U и ^{236}U	27
Поляков А.В., Ловчикова Г.Н., Виноградов В.А., Журавлев Б.В., Сальников О.А., Сухих С.Э. Упругое и неупругое рассеяния нейтронов с энергией 4,82 МэВ на ванадии	31
Тараско М.Э., Флиппов В.В. Аналитическое представление плотности распределения вероятности полного нейтронного сечения	35
Гусейнов А.Г., Гусейнов М.А., Работнов Н.С. О возможном влиянии корреляций между ν и Γ_f на резонансную блокировку $\bar{\nu}$	38

Игнатьев С.В., Шиманский А.А. Методика распознавания и устранения грубых выбросов в экспериментальных зависимостях	43
---	----

ЯДЕРНО-РЕАКТОРНЫЕ ДАННЫЕ

Трыков Л.А., Колеватов Ю.И., Семенов В.П. Экспериментальные результаты по изучению особенностей прохождения γ -излучения в веществе	49
Ваньков А.А., Украинцев В.Ф. Расчетно-экспериментальное сравнение нейтронных данных и групповые константы ^{238}U в области неразрешенных резонансов	58
Серегин А.С., Пивоваров В.А., Суслев И.Р., Дуравлева Т.И. Погрешности подготовки малогрупповых констант на основе упрощенного решения многогрупповой задачи диффузии в трехмерной гексагональной геометрии	68
Кощеев В.Н., Кривцов А.С., Смицца В.В., Украинцев В.Ф. Тестировка программ расчета функционалов сечений в области неразрешенных резонансов	73

КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Харитонов И.А. Анализ данных и формулирование требований к эксперименту, обеспечивающему измерение периода полураспада ^{252}Cf с необходимой точностью	80
Бобошин И.Н., Варламов В.В., Илханов Б.С., Капитонов И.М. Метод совместной оценки данных по реакциям срыва и подхвата	87
Библиографический индекс работ, помещенных в настоящем выпуске, в Международной системе СИИДА	94
Содержание сборника "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы" за 1987 г.	96

НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

УДК 539.173.4.

АБСОЛЮТНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ СЕЧЕНИЯ ДЕЛЕНИЯ ^{237}Np И ^{233}U НЕЙТРОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ 1,9 МэВ
МЕТОДОМ КОРРЕЛИРОВАННЫХ ПО ВРЕМЕНИ СОПУТСТВУЮЩИХ ЧАСТИЦ
С ПРИМЕНЕНИЕМ МАГНИТНОГО АНАЛИЗА

В. А. К а л и н и н, С. С. К о в а л е н к о, В. Н. К у з ь м и н,
Д. А. Н е м и л о в, Д. М. С о л и н, В. И. Ш п а к о в

ABSOLUTE MEASUREMENTS OF THE ^{237}Np AND ^{233}U FISSION CROSS-SECTIONS AT THE NEUTRON ENERGY OF 1.9 MEV USING THE TCAP METHOD WITH MAGNETIC ANALYSIS. Absolute measurements of the ^{233}U and ^{237}Np fission cross-sections have been performed at the neutron energy of 1.9 MeV by means of the time correlated associated particle method. The $D(d,n)^3\text{He}$ reaction was a source of neutrons. To separate associated particles from the background produced by side reactions the separation of charged particle trajectories was used in magnetic field. Application of magnetic analysis permitted to use the TCAP-technique for the first time at the neutron energy region of about 2 MeV. A silicon surface-barrier detector was used to detect the associated particles. The fission fragments were registered by means of a parallel plate ionisation chamber. The following results have been obtained: $\sigma_f(^{233}\text{U}) = (1,93 \pm 0,07) \text{ b}$, $\sigma_f(^{237}\text{Np}) = (1,73 \pm 0,05) \text{ b}$.

В настоящее время метод коррелированных по времени сопутствующих частиц (КВСЧ) для абсолютных измерений сечения деления получил широкое признание как наиболее точный и надежный. Основной принцип метода заключается в том, что нейтронный поток через мишень делящегося изотопа определяется как число зарегистрированных сопутствующих частиц, которыми являются гелионы (ионы ^3He или ^4He), возникающие в реакции - источнике нейтронов - $D(d,n)^3\text{He}$ или $T(d,n)^4\text{He}$. При этом дейтерий или тритий содержится в тонких пролетных мишенях. При условии, что все нейтроны в телесном угле (нейтронном конусе), который по кинематике реакции соответствует телесному углу регистрации гелионов, попадают на мишень делящегося вещества и неоднородность этой мишени достаточно мала, сечение деления выражается простой формулой

$$\sigma_f = N_c / n N_{\text{He}}, \quad (\text{I})$$

где N_c - число совпадений; n - число ядер мишени на 1 см^2 ; N_{He} - число зарегистрированных сопутствующих частиц.

Преимущества метода КВСЧ:

- отсутствует необходимость в измерении как полного потока нейтронов, так и полного интеграла сопутствующих частиц;
- практически исключаются акты деления, вызванные фоновыми нейтронами;
- исключаются из рассмотрения эффекты, связанные с анизотропией вылета нейтронов из мишени;
- сводится к минимуму учет геометрических факторов.

Таким образом, среди различных абсолютных методов измерения нейтронных сечений метод КВСЧ является единственным, в котором не требуется знания эффективности монитора нейтронного потока. Это позволит существенно снизить вероятность систематических ошибок. Указанные преимущества позволяют рекомендовать [1] измерения методом КВСЧ как наиболее перспективные для улучшения точ-

ности данных по сечениям деления. К числу таких данных относятся сечения деления изотопов ^{237}Np и ^{233}U , которые являются важнейшими для ториевого топливного цикла. Кроме того, ^{237}Np (наряду с ^{238}U) рассматривается как возможный пороговый стандарт. Практически все данные о сечении деления быстрыми нейтронами для этих изотопов получены в измерениях относительно сечения деления ^{235}U . Абсолютные измерения проводились методом КВСЧ только для малого числа значений энергий нейтронов. В области энергий 1,5–2,5 МэВ абсолютные измерения для этих изотопов практически отсутствуют. Цель данной работы – восполнение этих пробелов.

Метод КВСЧ в диапазоне энергий нейтронов 1,5–2,5 МэВ. Практическое достижение высокой достоверности результата в экспериментах с использованием метода КВСЧ наталкивается на трудности, главная из которых – необходимость регистрации сопутствующих частиц на большом фоне заряженных частиц. Источниками фона являются упругорассеянные дейтроны и продукты побочных реакций между дейтронами пучка и ядрами мишени. К настоящему времени существуют две группы измерений сечения деления методом КВСЧ, отличающихся между собой по методике выделения сопутствующих частиц из фона заряженных. Причем выбор этой методики для конкретной реакции – источника нейтронов – определяет допустимую для данных измерений энергию или область энергий нейтронов. Эти группы:

- измерения в области энергий нейтронов около 2,6 МэВ [2,3] [источник нейтронов – реакция $D(d,n)^3\text{He}$] и в области 14–15 МэВ [2,4–7] [источник нейтронов – реакция $T(d,n)^4\text{He}$]. При этом использовались пучки дейтронов низкой энергии (несколько сотен килоэлектронвольт) и рассеянные частицы пучка полностью затормаживались фольгой, помещенной перед детектором;

- измерения для энергий нейтронов 4,5 и 8,5 МэВ [8,9], выполненные с применением ($\Delta E-E$)-телескопа в канале сопутствующих частиц.

В настоящей работе описывается применение метода КВСЧ для измерений сечения деления в области нейтронов 1,5–2,5 МэВ вблизи максимума делительного спектра нейтронов. В качестве источника нейтронов использовалась реакция $D(d,n)^3\text{He}$. Из кинематики этой реакции следует, что энергию в указанном диапазоне будут иметь нейтроны, вылетевшие в заднюю полусферу под большими углами (не менее 130°) (рис.1). Дейтроны пучка имеют при этом энергию около 3 МэВ. Как ясно из рис.1, при данных условиях энергия нейтронов очень слабо зависит от энергии дейтронов. Это приводит к пренебрежимо малому размытию по энергии нейтронов, связанному с торможением дейтронов при пролете мишени, в качестве которой использовалась пленка дейтерированного полиэтилена.

Из хода зависимости относительного разброса энергии нейтронов от угла их вылета (рис.2) следует, что выбор больших углов вылета нейтронов способствует уменьшению разброса их энергии в пределах угла раствора нейтронного конуса. Таким образом, данная конфигурация эксперимента предопределяет малую дисперсию энергии нейтронов, что особенно важно для измерений в диапазоне, где сечение быстро изменяется с энергией нейтронов. Однако выбор больших углов вылета нейтронов приводит к тому, что гелионы регистрируются под малыми (7° – 20°) углами к направлению падающего пучка. Под такими углами дифференциальное сечение кулоновского рассеяния дейтронов пучка на ядрах углерода, содержащегося в мишени, более чем в 10^3 раз превышает сечение реакции $D(d,n)^3\text{He}$. В результате на детектор сопутствующих частиц попадает такой интенсивный поток заряженных частиц, что использование ($\Delta E-E$)-методики для выделения гелионов из фона практически затруднено. Невозможно также применить фольги для поглощения рассеянных дейтронов, так как их пробеги больше пробегов ^3He .

В этих условиях задача уменьшения фона в канале сопутствующих частиц, а значит и корректного определения величины N_{He} , была решена путем разделения траекторий ^3He и фоновых заряженных частиц в однородном поле, создаваемом секторным магнитом. Траектории частиц и границы однородного поля в средней плоскости межполюсного зазора схематично представлены на рис.3. Использование магнитного поля позволило полностью избежать попадания в детектор продуктов реакции $D(d,n)^3\text{He}$, радиусы кривизны траекторий которых примерно в 2 раза больше, чем частиц ^3He . Рассеянные дейтроны имеют радиусы кривизны траекторий в магнитном поле, в 1,5 раза большие, чем гелионы. Однако полностью избавиться от фона дейтронов не удалось, так как при их пролете через мишень из-за эффектов углового и энергетического страгглингов в их спектре возникает низкоэнергетический "хвост", частицы которого при фиксированном магнитном поле попадают в детектор сопутствующих частиц. Тем не менее использование магнитного поля позволило снизить интенсивность потока рассеянных дейтронов, попадающих в детектор, более чем в 10^2 раз. Использование мишеней из дейтери-

рованного полиэтилена приводит к появлению дополнительных групп заряженных частиц, т.е. протонов, как выбитых из мишени дейтронами пучка, так и из реакции $^{12}\text{C}(d, p)^{13}\text{C}$. Выбитые из мишени протоны (мишень содержит около 3% водорода) и протоны из указанной реакции, идущей на первое возбужденное состояние ядра ^{13}C , имеют траектории, близкие к траекториям сопутствующих частиц. Ввиду конечного размера детектора они регистрируются совместно с ^3He и в свою очередь создают фоновую подставку в окне сопутствующих частиц. Полностью подавить протонный фон позволило использование для регистрации этих частиц кремниевого поверхностно-барьерного детектора с глубокой обедненной зоной меньше пробега протонов данной энергии в кремнии, но больше пробега ^3He .

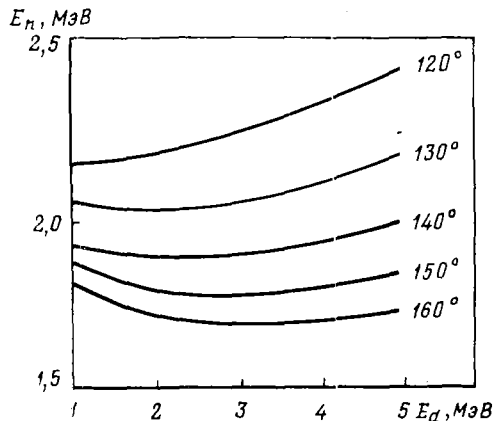


Рис. 1

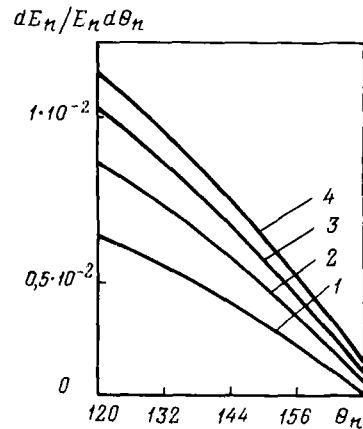


Рис. 2

Рис. 1. Зависимость энергии нейтронов из реакции $D(d, n)^3\text{He}$ от энергии дейтронов для различных углов вылета нейтронов (E_n и E_d - энергии нейтронов и дейтронов соответственно)

Рис. 2. Зависимость относительного разброса энергий нейтронов из реакции $D(d, n)^3\text{He}$ от угла их вылета θ_n в плоскости реакции. Цифрами обозначена энергия дейтронов в мегаэлектронвольтах

Использование магнитного анализа в канале сопутствующих частиц, с одной стороны, позволяет максимально уменьшить фон заряженных частиц, а с другой - усложняет задачу получения достаточно высокой скорости счета ^3He , необходимой для реальных по времени измерений. Дело в том, что потери в скорости счета сопутствующих частиц могут возникнуть из-за большого размера изображения источника ^3He на выходе из магнитного поля. Увеличение размера изображения определяется двумя причинами: во-первых, от источника до детектора частицы пролетают значительное расстояние - 60-70 см (при конечном телесном угле регистрации, который определяется диафрагмой на входе в магнитное поле); во-вторых, вследствие торможения частиц ^3He , образовавшихся в результате реакции на разной глубине мишени (толщина пленки дейтерированного полиэтилена около 1 мг/см^2), происходит дополнительный пространственный разброс траекторий частиц ^3He в плоскости реакции, возникающий при пролете ими магнитного поля.

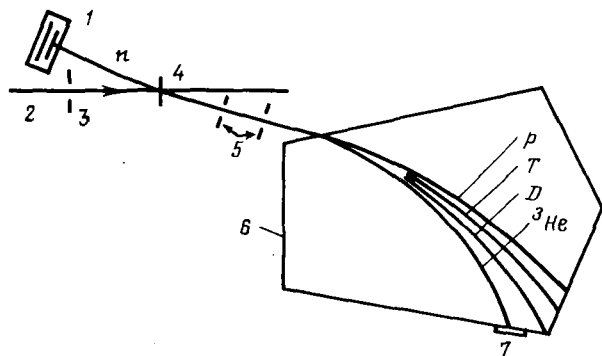


Рис. 3. Схема метода КВСЧ с использованием магнитного анализа в канале регистрации сопутствующих частиц. Указаны траектории протонов (p) и тритонов (T) из реакции $D(d, p)^3\text{He}$, рассеянных дейтронов (D) и сопутствующих частиц (^3He): 1 - ионизационная камера; 2 - пучок дейтронов от электростатического ускорителя; 3 - коллиматор пучка дейтронов; 4 - мишень из дейтерированного полиэтилена; 5 - диафрагмы, определяющие телесный угол регистрации сопутствующих частиц; 6 - граница однородного магнитного поля; 7 - детектор сопутствующих частиц

Влияние первой причины оказалось частично скомпенсированным благодаря выбранному соотношению между углами вылета нейтронов и ^3He . Кинематика реакции в этом случае такова, что имеет место 3-кратное уменьшение углового разброса испущенных частиц ^3He относительно угла раствора нейтронного конуса. Это позволило сократить горизонтальный размер детектора сопутствующих частиц. В вертикальной плоскости уменьшение изображения источника заряженных частиц в месте расположения детектора достигается тем, что при подходе к области однородного магнитного поля частицы испытывают влияние краевого поля. Спадающее на границе межполюсного зазора магнитное поле обладает свойством вертикальной фокусировки. Исходя из соотношения $f = \rho / \text{tg} \alpha$ (где f - расстояние от источника до границы поля (фокус); ρ - радиус кривизны траектории частицы в магнитном поле; α - угол между траекторией частицы и нормалью к границе поля), соответствующие параметры установки были подобраны таким образом, чтобы вертикальный размер изображения источника на выходе из поля не превышал размера межполюсного зазора. Эффективность вертикальной фокусировки подтверждается результатами измерений профилей нейтронного конуса в плоскости реакции и в вертикальной плоскости, которые определялись по совпадениям между гелионами и нейтронами. Для регистрации последних использовался сцинтилляционный счетчик с угловым размером 2° . Профили нейтронного конуса представлены на рис. 4. Из рисунка следует, что угол раствора нейтронного конуса в вертикальной плоскости не меньше, чем в горизонтальной, а это возможно только при наличии вертикальной фокусировки испущенных заряженных частиц. В итоге, чтобы практически избежать потерь в счете сопутствующих частиц, оказалось достаточным использовать детектор размерами $(25 \times 45) \text{ мм}^2$. Дополнительной мерой для увеличения нейтронного выхода служило вращение мишени - источника нейтронов, что необходимо для максимально полной реализации ее ресурса.

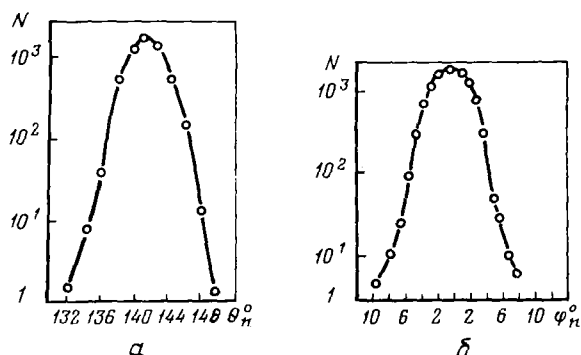
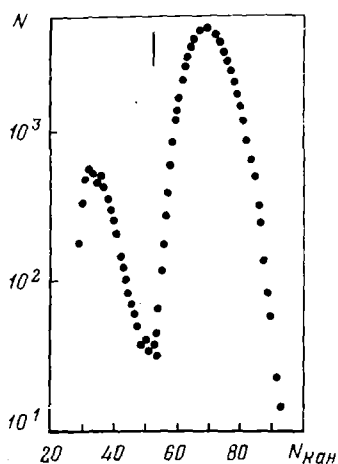


Рис. 4. Профиль нейтронного конуса в плоскости реакции (а) и в вертикальной плоскости (б): θ_n - угол вылета нейтронов в плоскости реакции; φ_n - азимутальный угол вылета нейтронов; N - число совпадений сопутствующие частицы - нейтрон

В результате средняя скорость счета сопутствующих частиц составляла $(1,5-2,0) \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$ при фоновой подставке под пиком гелионов не более 0,1%. Амплитудный спектр в канале сопутствующих частиц представлен на рис. 5.



Регистрация осколков деления проводилась традиционным способом - с помощью многослойной ионизационной камеры, заполненной метаном при атмосферном давлении. Мишени изготовлялись методом высокочастотного распыления на нецентрально вращающуюся подложку. Поверхностная плотность нанесенного вещества для каждой мишени определялась по α -активности в установке с малой геометрией. Однородность слоя определялась по α -активности от различных участков мишеней при использовании диафрагм соответствующих диаметров. Изотопный состав мишеней ^{233}U приведен в табл. I. Содержание примесей, определяемых по α -активности, в мишенях ^{237}U пренебрежимо мало. В табл. к указаны поверхностные плотности мишеней и даны характеристики их радиальной неоднородности.

Рис. 5. Амплитудный спектр в канале регистрации сопутствующих частиц. Вертикальной чертой обозначен порог дискриминации этих частиц; N - число отсчетов; $N_{\text{кан}}$ - номер канала

Таблица 1

Изотопный состав делящегося материала мишеней ^{233}U
(масс-спектрометрические данные)

Изотоп	Содержание изотопа, %	Период полураспада, лет /10/
^{233}U	$82,899 \pm 0,144$	$(1,592 \pm 0,002) \cdot 10^5$
^{234}U	$0,332 \pm 0,014$	$(2,454 \pm 0,006) \cdot 10^5$
^{235}U	$0,141 \pm 0,010$	$(7,037 \pm 0,011) \cdot 10^8$
^{238}U	$16,628 \pm 0,038$	$(4,468 \pm 0,005) \cdot 10^9$
^{232}U	$< 0,003$	$69,8 \pm 1,0$

Таблица 2

Поверхностные плотности делительных мишеней
и характеристики их радиальной неоднородности, отн.ед.

Изотоп	Поверхностная плотность, мг/см ²	Расстояние от центра, мм			
		0	3	6	9
^{233}U	0,214	1,000	1,004	1,004	0,990
	0,255	1,000	0,999	1,002	1,002
^{237}Np	0,245	1,000	0,998	1,014	0,989
	0,250	1,000	1,001	1,001	1,006
	0,195	1,000	1,014	1,004	1,007

Основные характеристики эксперимента приведены ниже:

Энергия нейтронов, МэВ:	
^{233}U	$1,94 \pm 0,03$
^{237}Np	$1,90 \pm 0,03$
Энергия дейтронов	2,7 МэВ
Толщина мишени - источника нейтронов ...	$2,1 \pm 0,1$ мг/см ²
Угол вылета ^3He	$14,0^0 \pm 0,5^0$
Плоский угол регистрации ^3He	4^0
Скорость счета ^3He	$(1,5-2,0) \cdot 10^3$ с ⁻¹
Индукция магнитного поля	$5 \cdot 10^3$ Гс
Детектор сопутствующих частиц	Кремниевый, поверхностно-барьерный, размером 25×45 мм ² , глубиной зоны 45 мкм
Угол вылета нейтронов:	
^{233}U	$139^0 \pm 1^0$
^{237}Np	$141^0 \pm 1^0$
Ширина нейтронного конуса на уровне 0,1%	19^0
Угловой размер наиболее удаленной мишени:	
^{233}U	21^0
^{237}Np	$17,5^0$

Блок-схема эксперимента. Рассмотренное выше решение проблемы выделения сопутствующих частиц из фона позволяет существенно повысить достоверность конечного результата. Однако имеются другие источники погрешностей, в том числе связанные с введением поправок к различным компонен-

там формулы (1). Корректность вводимых поправок во многом определяется полнотой собранной экспериментальной информации. Выполнение этого требования, а также контроль различных параметров процесса измерений обеспечиваются системой контроля и регистрации экспериментальных данных, которая функционирует в линии с ЭВМ. Система выполнена на базе модулей в стандарте КАМАК и микро-ЭВМ "Электроника Н МСО1100.1", работающей в линии с мини-ЭВМ СМ-4.

В ходе эксперимента регистрировались:

- значения числа сопутствующих частиц, числа совпадений и числа случайных совпадений;
- спектр осколков деления с дискриминацией шумов усилительного тракта и α -активности мишеней, полный спектр осколков и спектр осколков в совпадении с сопутствующими частицами (эта группа спектров позволяет достаточно корректно учесть потери в регистрации совпадений, связанные с дискриминацией в канале осколков, а также контролировать в ходе измерений коэффициент усиления в этом канале, который может падать со старением газа в ионизационной камере);
- временной спектр случайных совпадений и спектр в окне совпадений (эти спектры необходимы для введения поправки на фон случайных совпадений и контроля временных задержек между каналами, которые обеспечивают регистрацию совпадений в "окне", определяемом схемами быстрой логики).

Блок-схема регистрирующей системы в наиболее общем виде приведена на рис.6. Токовые сигналы от детектора сопутствующих частиц и ионизационной камеры после усиления разветвляются каждый на свой формирователь со следящим порогом (ФСП) и стретчер. ФСП вырабатывают импульсы - временные отметки, необходимые для работы время-амплитудного преобразователя (ВАП) и быстрой схемы совпадений. Спектр временных задержек осколков - сопутствующие частицы, преобразованный в амплитудный, регистрируется с помощью соответствующего аналого-цифрового преобразователя (АЦП). Стретчер позволяет извлечь спектральную информацию из исходных сигналов. С его помощью быстрые токовые сигналы преобразуются в импульсы напряжения, необходимые для работы АЦП. Микро-ЭВМ производит накопление, сортировку и контроль информации, после чего очередная серия данных записывается на магнитные диски мини-ЭВМ СМ-4.

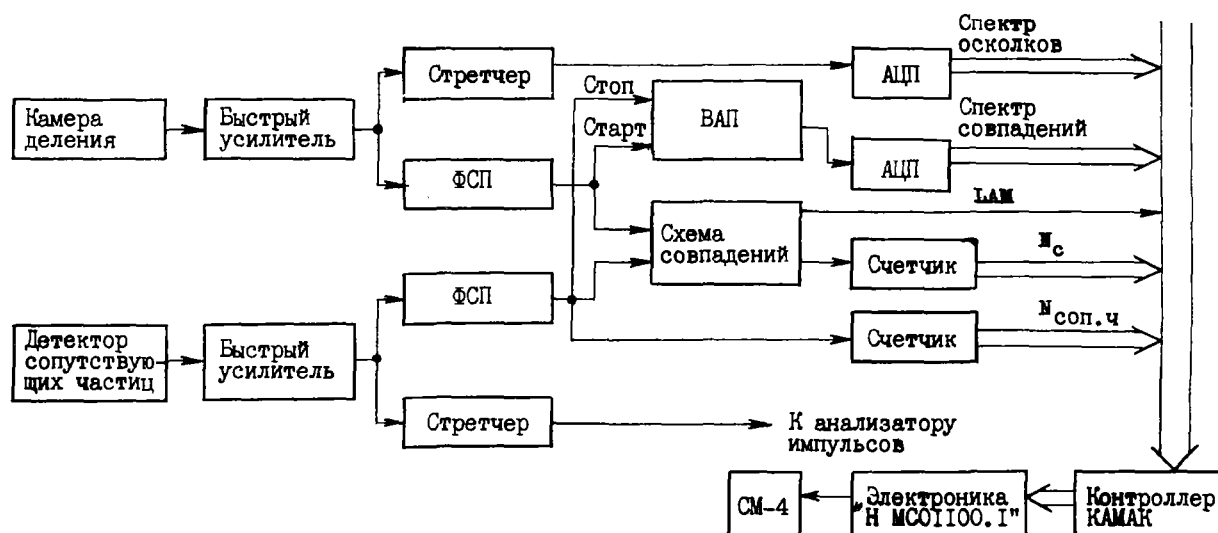


Рис.6. Блок-схема системы регистрации экспериментальной информации

Результаты измерений. Окончательное значение сечения деления находилось с учетом поправок, о которых говорилось выше. Потери в счете делительных событий определялись традиционным путем - введением поправки на дискриминацию в канале осколков, которая определялась экстраполяцией спектра осколков к нулевой амплитуде, а также поправки на поглощение осколков в слое делящегося вещества. Последняя рассчитывалась с учетом анизотропии деления и переносной скорости за счет импульса нейтрона по формуле, предложенной в работе [11]. Величина среднего пробега осколков составляла $5,9 \text{ мг/см}^2$.

Поправка на случайные совпадения определялась из анализа временного спектра совпадений осколков деления - сопутствующие частицы. Поправка на искажение нейтронного потока из-за рассеяния на элементах экспериментальной установки и подложках мишеней рассчитывалась как обратная задача переноса излучений. Уравнение переноса решалось методом Монте-Карло [12]. Кроме того, вводились поправки на примеси делящихся изотопов в составе вещества мишени. Величины сечения для них определялись из библиотеки ENDF/B-V. Величины поправок и погрешностей результата приведены в табл.3. В табл.4 даны полученные в настоящей работе величины сечений в сравнении с данными оценок ENDF/B.

Таблица 3

Поправки и погрешности результата эксперимента, %

Источники погрешности	^{233}U		^{237}Np	
	Поправка	Погрешность	Поправка	Погрешность
Статистика совпадений	-	3	-	1,9
Фон случайных совпадений	13,3	1,1	4,7	0,7
Экстраполяция к нулю спектра осколков	1,8	0,6	4,5	0,7
Поглощение осколков в слое вещества мишени	1	0,3	0,95	0,30
Взвешивание мишеней	-	2	-	2
Примесь ^{238}U в мишенях ^{233}U	4,5	0,2	-	-
Рассеяние нейтронов на элементах установки	0,2	0,1	0,2	0,1
Суммарная ошибка		3,8		2,9

Таблица 4

Сравнительные данные по сечению

Нуклид	Сечение, б		
	Настоящая работа	ENDF/B-IV	ENDF/B-V
^{233}U	1,93±0,07	1,89	-
^{237}Np	1,73±0,05	-	1,66

Список литературы

1. Conclusions and Recommendations. - In: Proc. of IAEA Consultants meeting on the ^{235}U fast-neutron fission cross-section (Smolenice, CSSR, 1983): INDC (NDS)-146. Vienna, 1983, p.13.
2. Arlt R., Grimm W., Josch M. e.a. In: Proc. of Intern. conf. on nucl. cross-section for technology (Knoxville, USA, 1979): NBS special publ. 594. Washington, 1980, p.990.
3. Alkhasov I.D., Vitenko V.A., Dushin V.N. e.a. In: Proc. of the X-th Intern. symposium on interact. of fast neutron with nuclei (Gaussig, GDR, 1981): ZfK-459. Dresden, 1981, p.44.
4. Wassen O.A., Meier M.M., Davall K.C. Nucl. Sci. and Engng, 1982, v.80, p.882.
5. Li Jingwen, Li Anli, Rong Chaofan e.a. In: Proc. of Intern. conf. on nucl. data for sci. and technology (Antwerp, 1982). Holland, 1983, p.55.
6. Adamov V.M., Alkhasov I.D., Gusev S.E. e.a. In: [2], p.995.
7. Sance M., Grenier C. Nucl. Sci. and Engng, 1978, v.68, p.197.
8. Arlt R., Herbach C.M., Josch M. e.a. In: Proc. of an advisory group meeting on nucl. standard and ref. data (Geel, Belgium, 1984): IAEA-TECDOC-335. Vienna, 1985, p.174.

9. Arlt R., Josch M., Musiol G. e.a. In: [3], p.35.
10. Prop. rec. list of transact. isotopes decay data. Part I: Half-Lives: INDC(NDS)-149/NE, 1983, p.8.
11. Arlt R. e.a. Preprint 05-5-79 of Technical university of Dresden. GDR, Dresden, 1979.
12. Dushin V.N. In: Proc. of VIII-th Intern. symp. on interact. of fast neutron with nuclei (Gaussig, GDR, 1978): ZfK-382. Dresden, 1978, p.153.

Статья поступила в редакцию 27 января 1987 г.

УДК 539.171.401:539.172.4

СЕЧЕНИЯ АКТИВАЦИИ НЕЙТРОНАМИ ДЛЯ 31 ЯДРА ПРИ ЭНЕРГИИ 2 МэВ

Ю. Н. Т р о ф и м о в

ACTIVATION CROSS-SECTIONS FOR 31 NUCLEI FOR 2 MeV NEUTRONS. Radiative capture cross-sections for ^{55}Mn , ^{58}Fe , ^{68}Zn , ^{82}Se , ^{84}Sr , ^{98}Mo , $^{110,114,116}\text{Cd}$, ^{113}In , $^{121,123}\text{Sb}$, ^{139}La , ^{142}Ce , ^{148}Nd , ^{151}Eu , $^{152,154}\text{Sm}$, ^{170}Er , ^{176}Yb , ^{180}Hf , $^{185,187}\text{Re}$, ^{190}Os , ^{191}Ir , ^{193}Ir , ^{236}U , ^{237}Np and cross-sections for the reactions (n, n') with formation isomers for ^{87}Sr , ^{111}Cd , ^{113}In , ^{117}Sn , ^{180}Hf have been measured for neutron energy 2 MeV, using the activation method. Neutrons were produced by means of the $^3\text{H}(p,n)^3\text{He}$ reaction, using Van-de-Graaf accelerator. The measurements were made relative neutron radiative capture cross-sections of ^{197}Au and ^{115}In . The last-named were calibrated relative to $^{238}\text{U}(n,f)$ cross-section.

В Радиовом институте им. В.Г.Хлопина проводятся измерения величин сечений взаимодействия нейтронов из реакции $^3\text{H}(p, n)^3\text{He}$ с ядрами изотопов элементов, входящих в состав конструкций ядерно-физических установок (^{58}Fe , $^{110,111,114,116}\text{Cd}$, ^{98}Mo , ^{55}Mn , ^{180}Hf , ^{151}Eu), актиноидов (^{236}U , ^{237}Np), редкоземельных элементов (^{139}La , ^{142}Ce , ^{148}Nd , ^{152}Sm , ^{154}Sm , ^{170}Er , ^{176}Yb), изотопов, перспективных в качестве нейтронных детекторов (^{113}In , ^{87}Sr , ^{117}Sn), и других изотопов (^{82}Se , ^{68}Zn , ^{84}Sr , $^{185,187}\text{Re}$, $^{191,193}\text{Ir}$, $^{121,123}\text{Sb}$, ^{190}Os).

Знание сечений активации нейтронами необходимо для:

- расчета нагрева конструктивных элементов в реакторах. Нагрев определяется в основном поглощением γ -квантов, генерируемых радиационным захватом и неупругим рассеянием нейтронов. Для конструктивных материалов (железо, марганец, молибден, кадмий, европий и гафний) нужны данные о радиационном захвате и неупругом рассеянии нейтронов с точностью 5-10%;
- оценки активности отработавшего топлива, поглотителей и других конструктивных материалов;
- оценки выхода цепных радионуклидов;
- расчета эффективности нейтронных детекторов. При изучении радиационных повреждений материалов необходимая точность определения флюенса нейтронов составляет 10%, а при исследовании воздействия нейтронного излучения на биологические объекты - 5%.

Реакция $^{237}\text{Np}(n, \gamma)^{238}\text{Np} \xrightarrow{\beta^-} ^{238}\text{Pu}$ является составной частью топливного цикла реактора. После очистки от побочных продуктов ^{238}Pu , имеющий низкий γ -фон, широко используется в качестве безопасного источника энергии в биомедицине, энергетике, космосе. Экспериментальные данные о радиационном захвате нейтронов ^{237}Np в диапазоне энергий выше 1,5 МэВ практически отсутствуют.

В применении к реакторам данные о радиационном захвате быстрых нейтронов ^{236}U нужны для прогнозирования накопления и степени выгорания актиноидов, а также для предсказания активации облученного топлива.

В настоящей работе измерены величины сечений радиационного захвата нейтронов для 28 изотопов и величины сечений неупругого рассеяния нейтронов для 5 изотопов и проведено взаимное сравнение этих сечений при энергии нейтронов 2 МэВ. Величины сечений этих 33 реакций определены относительно величин сечений опорных реакций $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$, $^{115}\text{In}(n, \gamma)^{116\text{m}}\text{In}$ и $^{115}\text{In}(n, n')^{115\text{m}}\text{In}$, прокалиброванных относительно величины сечения деления моноизотопа ^{238}U . Чтобы получить отношение сечений реакций для любой пары рассматриваемых изотопов, включая опорные изотопы, достаточно провести 35 измерений, хотя полное число возможных измерений в разных отношениях составляет 630 и требует большого времени работы на ускорителе. Практически было измерено 77 отношений сечений измеряемых и опорных реакций.

Избыточные измерения относительных сечений позволяют внести коррективы в ядерные константы по сечениям радиационного захвата и неупругого рассеяния нейтронов и повышают надежность величин сечений, измеряемых впервые. При энергии нейтронов 2 МэВ автором впервые измерены величины сечений в реакциях $^{82}\text{Se}(n, \gamma)^{83}\text{Se}$, $^{110}\text{Cd}(n, \gamma)^{111\text{m}}\text{Cd}$, $^{111}\text{Cd}(n, n')^{111\text{m}}\text{Cd}$, $^{84}\text{Sr}(n, \gamma)^{85\text{m}}\text{Sr}$, $^{113}\text{In}(n, n')^{113\text{m}}\text{In}$, $^{116}\text{Cd}(n, \gamma)^{117}\text{Cd}$, $^{87}\text{Sr}(n, n')^{87\text{m}}\text{Sr}$, $^{142}\text{Ce}(n, \gamma)^{143}\text{Ce}$, $^{152}\text{Sm}(n, \gamma)^{153}\text{Sm}$, $^{117}\text{Sn}(n, n')^{117\text{m}}\text{Sn}$, $^{190}\text{Os}(n, \gamma)^{191}\text{Os}$, $^{113}\text{In}(n, \gamma)^{114\text{m}}\text{In}$, $^{58}\text{Fe}(n, \gamma)^{59}\text{Fe}$.

Нейтроны с энергией 2 МэВ получали на электростатическом ускорителе Радиевого института им. В.Г. Шукина в реакции $^3\text{H}(p, n)^3\text{He}$ с использованием твердых титано-третиевых мишеней. Сборка из двух образцов опорной реакции и одного исследуемого образца между ними укреплялась снаружи фланца концентратора на расстоянии 12 мм от источника нейтронов под углом 0° к пучку протонов. Время облучения - около одного периода полураспада исследуемой реакции или меньше этой величины для долгоживущих активностей.

Массы, вид химического соединения и изотопный состав образцов приведены в табл. I. Использовали полученные из Государственного фонда стабильных изотопов СССР элементы, обогащенные по исследуемому изотопу. Для проверки паспортного содержания изотопа в лигатуре использовали метод нейтронного активационного анализа, в котором содержание изотопа сравнивали либо с массой эталонного образца, либо с содержанием изотопа в образце с природным составом изотопов.

Таблица I

Массы и изотопный состав образцов

Изотоп	Химическое соединение	Масса образца по элементу, мг	Изотопный состав, %
^{154}Sm	Sm_2O_3	25	I52-0,5; I54-99,2
^{82}Se	Селен	100	76-0,74; 77-0,63; 78-2,1; 80-6,16; 82-90,3
^{110}Cd	Кадмий	100	II0-95,6; III-1,09; II2-1,42; II3-0,52; II4-1,17; II6-0,18
^{111}Cd	"	20	II0-0,35; III-95,1; II2-2,98; II3-0,48; II4-0,93; II6-0,16
^{115}In	Индий	20-50	II3-0,01; II5-99,99
^{84}Sr	SrCO_3	20	84-76,4; 86-4,64; 87-1,96; 88-17,0
^{113}In	Индий	20	II3-93,1; II5-6,9
^{148}Nd	Nd_2O_3	6-14	I42-1,21; I43-0,84; I44-1,55; I46-1,58; I48-93,2; I50-1,07
^{176}Yb	Yb_2O_3	8	I71-0,41; I72-0,69; I73-0,51; I74-0,99; I76-96,4
^{116}Cd	Кадмий	50	II0-0,46; III-0,44; II2-1,31; II3-0,77; II4-3,02; II6-94,0
^{87}Sr	SrCO_3	10-30	86-0,92; 87-91,5; 88-7,58
^{180}Hf	HfO_2	50-100	I78-2,3; I79-2,1; I80-94,3
^{170}Er	Er_2O_3	10-30	I68-1,1; I70-98,0
^{151}Eu	Eu_2O_3	20-30	I51-97,7; I53-2,3
^{68}Zn	Цинк	20-30	64-0,44; 67-0,28; 68-98,9

Изотоп	Химическое соединение	Масса образца по элементу, мг	Изотопный состав, %
^{187}Re	Рений	20-30	I85-I,3; I87-98,7
^{193}Ir	Иридий	10	I91-2,4; I93-97,6
^{142}Ce	CeO_2	40-50	I40-5,8; I42-94,2
^{139}La	La_2O_3	20	I39-99,998
^{152}Sm	Sm_2O_3	10-20	I52-99,0; I54-0,7
^{114}Cd	Кадмий	30-100	II2-0,22; II4-99,2; II6-0,28
^{121}Sb	Сурьма	20-30	I2I-98,73; I23-I,27
^{98}Mo	Молибден	10-30	97-2,2; 98-95,9; I00-I,5
^{185}Re	Рений	10-30	I85-94,8; I87-5,2
^{236}U	U_3O_8	6-10	235-0,047; 236-99,845; 238-0,107
^{117}Sn	Олово	10-20	II6-I,42; II7-92,8; II8-4,77; II9-0,37; I20-0,67
^{190}Os	Осмий	30-70	I88-0,4; I89-II,4; I90-87,5; I92-0,6
^{123}Sb	Сурьма	20-100	I2I-I,72; I23-98,28
^{191}Ir	Иридий	10-15	I9I-88,8; I93-II,2
^{58}Fe	Железо	200	56-0,03; 57-8,07; 58-91,9
^{237}Np	$\text{NpO}_2(\text{NO}_3)_2$	10	-

Как видно из табл. I, массы облучаемых образцов были в 50-100 раз меньше обычно применяемых масс [1], что позволило свести к минимуму поправки на самопоглощение γ -излучения в образце, а также уменьшить вклад нейтронов, рассеянных образцом. С другой стороны, малый диаметр облучаемых образцов (6 мм) позволил, сохраняя постоянным телесный угол, занимаемый образцом относительно источника нейтронов, приблизить облучаемую массу к источнику нейтронов, на порядок увеличив плотность нейтронного потока.

Одноизотопные элементы (марганец и золото) использовались после химической очистки.

Масса облучаемого ^{237}Np [химическое соединение $\text{NpO}_2(\text{NO}_3)_2$] определялась двумя методами: путем сравнения интенсивности γ -линии ^{237}Np с энергией 86,5 кэВ с эталонным препаратом и по интенсивности γ -линии с энергией 415,8 кэВ ^{238}Pa , находящегося в равновесии с ^{237}Np . Измеренные таким образом массы совпали с точностью $\pm 3\%$.

Металлические образцы изготовлялись вырубанием фольги. Оксиды редкоземельных элементов, углекислый стронций и другие порошкообразные образцы изготовляли прессованием изотопически обогащенных соединений в таблетки диаметром 6 мм. Таблетку помещали между двумя тонкими склеенными полиэтиленовыми пленками толщиной 8 мг/см².

Наведенную γ -активность образцов и детекторов потока нейтронов определяли с помощью Ge(Li)-спектрометра с детектором объемом 38 см³ и разрешением 3 кэВ по линии 1332 кэВ. Для измерения γ -спектра использовали анализатор импульсов LP-4900. Поправки на "мертвое" время и наложение импульсов были незначительными, так как загрузка не превышала 1-10 имп./с.

Процедура калибровки Ge(Li)-спектрометра включала снятие зависимости эффективности регистрации γ -излучения от энергии γ -квантов. Калибровку спектрометра осуществляли с помощью набора эталонных γ -нуклидов ОСТИ и образцовых γ -источников Всесоюзного научно-исследовательского института метрологии им. Д.И. Менделеева с погрешностью 1-4%. Калибровку проводили в диапазоне 122-1200 кэВ.

Сечение определяли из соотношения $\sigma = A/n\Phi$, где n - число ядер изотопа; Φ - плотность потока нейтронов, определяемая по среднему из активностей детекторов нейтронов, прилегающих к обеим сторонам облучаемого образца; A - активность, приведенная к моменту времени конца облучения, которая находилась из соотношения

$$A = \frac{\lambda K \Sigma}{\rho \varepsilon [1 - \exp(-\lambda t_{\text{обл}})] \exp(-\lambda t_{\text{выг}}) [1 - \exp(-\lambda t_{\text{изм}})]},$$

где Σ - число импульсов в фотопике; ρ - квантовый выход γ -излучения с данной энергией; $t_{\text{обл}}$, $t_{\text{выг}}$, $t_{\text{изм}}$ - время облучения, выдержки и измерения активности образца соответственно; K - поправка на самопоглощение; ε - эффективность регистрации γ -квантов Ge(Li)-спектрометром.

Основные характеристики ядер - продуктов исследуемых и опорных реакций-приведены в табл.2. Здесь и далее изотопы расположены в порядке возрастания периодов полураспада ядер-продуктов.

Основные характеристики ядер - продуктов исследуемых и опорных реакций

Таблица 2

Реакция	Период полураспада [2,3]	E_{γ} , кэВ	Квантовый выход, % [2,3]
$^{154}\text{Sm}(n, \gamma) ^{155}\text{Sm}$	22,4 \pm 0,3 мин	104,25	72,5 \pm 5,4
$^{82}\text{Se}(n, \gamma) ^{83}\text{Se}$	22,1 \pm 0,1 мин	231,2	68,6 \pm 0,6
$^{110}\text{Cd}(n, \gamma) ^{111\text{m}}\text{Cd}$	49,1 \pm 0,1 мин	245,35	94,2 \pm 0,1
$^{111}\text{Cd}(n, n') ^{111\text{m}}\text{Cd}$	49,1 \pm 0,1 мин	245,35	94,2 \pm 0,1
$^{115}\text{In}(n, \gamma) ^{116\text{m}}\text{In}$	54,15 \pm 0,01 мин	416,98	33 \pm 1
$^{115}\text{In}(n, \gamma) ^{116\text{m}}\text{In}$	54,15 \pm 0,01 мин	1097,3	55,7 \pm 1,5
$^{84}\text{Sr}(n, \gamma) ^{85\text{m}}\text{Sr}$	57,7 \pm 0,3 мин	231,2	83,0 \pm 1,0
$^{113}\text{In}(n, n') ^{113\text{m}}\text{In}$	99,47 \pm 0,07 мин	391,7	64,89 \pm 0,17
$^{148}\text{Nd}(n, \gamma) ^{149}\text{Nd}$	1,73 \pm 0,01 ч	211,31	23,4 \pm 0,5
$^{176}\text{Yb}(n, \gamma) ^{177}\text{Yb}$	1,88 \pm 0,10 ч	150,93	17,2 \pm 1,3
$^{116}\text{Cd}(n, \gamma) ^{117}\text{Cd}$	2,42 \pm 0,07 ч	273,3	22,3 \pm 0,5
$^{55}\text{Mn}(n, \gamma) ^{56}\text{Mn}$	2,5785 \pm 0,0006 ч	846,7	98,87 \pm 0,04
$^{87}\text{Sr}(n, n') ^{87\text{m}}\text{Sr}$	2,805 \pm 0,002 ч	388,45	84,1 \pm 0,2
$^{115}\text{In}(n, n') ^{115\text{m}}\text{In}$	4,486 \pm 0,004 ч	336,25	45,9 \pm 0,3
$^{170}\text{Er}(n, \gamma) ^{171}\text{Er}$	7,52 \pm 0,03 ч	308,2	64,3 \pm 0,8
$^{151}\text{Eu}(n, \gamma) ^{152\text{m}}\text{Eu}$	9,30 \pm 0,05 ч	121,75	6,22 \pm 0,20
$^{68}\text{Zn}(n, \gamma) ^{69\text{m}}\text{Zn}$	14,0 \pm 0,2 ч	439,1	95,7 \pm 1,5
$^{187}\text{Re}(n, \gamma) ^{188}\text{Re}$	16,98 \pm 0,02 ч	155,04	15,2 \pm 0,5
$^{193}\text{Ir}(n, \gamma) ^{194}\text{Ir}$	19,15 \pm 0,03 ч	328,5	13,0 \pm 1,8
$^{142}\text{Ce}(n, \gamma) ^{143}\text{Ce}$	33,0 \pm 0,2 ч	293,3	41,3 \pm 0,4
$^{139}\text{La}(n, \gamma) ^{140}\text{La}$	40,22 \pm 0,02 ч	487,0	45,0 \pm 1,5
$^{152}\text{Sm}(n, \gamma) ^{153}\text{Sm}$	46,44 \pm 0,08 ч	103,18	28,3 \pm 1,2
$^{237}\text{Np}(n, \gamma) ^{238}\text{Np} \rightarrow \beta \rightarrow ^{238}\text{Pu}$	2,117 \pm 0,002 сут	984,45	22,7 \pm 0,7
$^{114}\text{Cd}(n, \gamma) ^{115}\text{Cd}$	53,46 \pm 0,07 ч	527,9	26,4 \pm 0,1
$^{197}\text{Au}(n, \gamma) ^{198}\text{Au}$	64,68 \pm 0,02 ч	411,8	95,56 \pm 0,07
$^{121}\text{Sb}(n, \gamma) ^{122}\text{Sb}$	2,714 \pm 0,006 сут	564	70 \pm 4
$^{98}\text{Mo}(n, \gamma) ^{99}\text{Mo} \rightarrow \beta \rightarrow ^{99}\text{Tc}$	66,02 \pm 0,01 ч	140,5	89,6 \pm 0,2
$^{185}\text{Re}(n, \gamma) ^{186}\text{Re}$	90,64 \pm 0,09 ч	137,15	9,18 \pm 0,05
$^{236}\text{U}(n, \gamma) ^{237}\text{U}$	6,752 \pm 0,002 сут	208	21,5 \pm 1,4
$^{117}\text{Sn}(n, n') ^{117\text{m}}\text{Sn}$	14,0 \pm 0,3 сут	158,6	86,4 \pm 0,3
$^{190}\text{Os}(n, \gamma) ^{191}\text{Os}$	15,4 \pm 0,2 сут	129,4	26 \pm 1
$^{180}\text{Hf}(n, \gamma) ^{181}\text{Hf}$	42,4 \pm 0,1 сут	482	86 \pm 4
$^{58}\text{Fe}(n, \gamma) ^{59}\text{Fe}$	45,54 \pm 0,05 сут	1099,25	56,1 \pm 1,0
$^{113}\text{In}(n, \gamma) ^{114\text{m}}\text{In}$	49,51 \pm 0,01 сут	191,6	16,7 \pm 0,3
$^{123}\text{Sb}(n, \gamma) ^{124}\text{Sb}$	60,20 \pm 0,03 сут	602,72	97,9 \pm 0,3
$^{191}\text{Ir}(n, \gamma) ^{192}\text{Ir}$	74,17 \pm 0,07 сут	316,5	82,9 \pm 0,1

Все изотопы - мишени исследуемых и опорных реакций - были разбиты по периодам полураспада продуктов реакций на две группы: ^{154}Sm - ^{151}Eu и ^{68}Zn - ^{191}Ir . На рисунке приведены в матричной форме отношения сечений реакций в этих группах, измеренные автором, где элемент матрицы $a_{ij} = \sigma_i / \sigma_j$. Сечения реакции неупругого рассеяния нейтронов с образованием изомера обозначены апострофом справа от массового числа изотопа. Остальные изотопы - сечения реакций радиационного захвата нейтронов. Как следует из рисунка, измерения в первой группе проводились в основном относительно мониторинговых реакций (n, n') и (n, γ) на ^{115}In , а во второй группе - относительно сечения радиационного захвата нейтронов ^{197}Au , часто используемого в качестве эталонного сечения. Таким образом, подбирая пары реакций с примерно одинаковыми периодами полураспада ядер-продуктов, можно было свести к минимуму влияние нестационарности плотности потока нейтронов.

	^{154}Sm	^{82}Se	^{110}Cd	$^{111}'\text{Cd}$	^{115}In	^{84}Sr	$^{113}'\text{In}$	^{148}Nd	^{176}Yb	^{116}Cd	^{55}Mn	$^{87}'\text{Sr}$	$^{115}'\text{In}$	$^{180}'\text{Hf}$	^{170}Er	^{151}Eu
^{154}Sm	1			•												
^{82}Se		1		•	•	•										
^{110}Cd			1	•												
$^{111}'\text{Cd}$	•	•	•	1	•	•							•			
^{115}In		•		•	1	•	•	•	•				•			
^{84}Sr		•		•	•	1							•			
$^{113}'\text{In}$					•		1						•			
^{148}Nd					•			1	•				•			
^{176}Yb					•			•	1				•			
^{116}Cd										1			•			
^{55}Mn											1		•			
$^{87}'\text{Sr}$							•					1	•	•	•	•
$^{115}'\text{In}$				•	•	•	•	•	•	•	•	•	1	•	•	•
$^{180}'\text{Hf}$												•	•	1		
^{170}Er												•	•		1	•
^{151}Eu												•	•		•	1

a

Измеренные автором отношения сечений реакций (обозначены точками) в двух группах реакций (соответственно а и б)

Обработку данных измерений проводили в два этапа. Первичную обработку результатов осуществляли на вычислительном устройстве "Электроника ДЗ-28" с помощью программы, учитывавшей поправку на эффективность регистрации γ -излучения, поглощение γ -излучения в образце, распад изотопа во время облучения, выдержки и измерения. На втором этапе проверяли взаимосогласованность величин сечений, рассчитанных по разным коэффициентам a_{ij} . При этом использовали нижеперечисленные свойства матрицы, составленной из коэффициентов a_{ij} .

Произведения ряда элементов матрицы образуют соотношения, связывающие воедино группу величин сечений реакций. Такие соотношения будем называть фундаментальными уравнениями; их общее число обозначим N_2 . Простейшее уравнение - произведение элементов матрицы, симметричных относительно диагонали ($a_{ik}a_{ki}$, где $i \neq k$), не является фундаментальным, так как элементы a_{ik} и a_{ki} являются по сути одним и тем же измерением. Будем рассматривать произведения с максимальным числом независимых сомножителей (элементов a_{ij}), равным числу исследуемых реакций (n),

Для $n = 3$ можно образовать только одно такое уравнение: $a_{12}a_{23}a_{31} = 1$ ($N_2 = 1$). Для $n = 5$ $N_2 = 12$ и превышает число исследуемых реакций. В общем случае число N_2 быстро увеличивается с ростом n и определяется по правилам комбинаторики из соотношения

$$N_2 = \frac{n!}{2^n} = \frac{1}{2} (n-1)!$$

	^{68}Zn	^{187}Re	^{193}Ir	^{142}Ce	^{139}La	^{152}Sm	^{237}Np	^{114}Cd	^{197}Au	^{121}Sb	^{98}Mo	^{185}Re	^{236}U	$^{117'}\text{Sn}$	^{190}Os	^{180}Hf	^{58}Fe	^{113}In	^{123}Sb	^{191}Ir	
^{68}Zn	1			•	•			•	•									•			
^{187}Re		1	•																		
^{193}Ir			1			•				•				•							
^{142}Ce	•			1	•			•	•										•		
^{139}La	•			•	1			•	•										•		
^{152}Sm			•			1				•		•		•							•
^{237}Np							1		•												
^{114}Cd	•			•	•			1	•	•			•	•	•				•		•
^{197}Au	•			•	•		•	•	1		•	•	•	•	•	•	•	•	•	•	•
^{121}Sb			•			•		•		1				•					•		
^{98}Mo									•		1										
^{185}Re						•			•			1					•			•	•
^{236}U								•	•				1		•						•
$^{117'}\text{Sn}$			•			•		•	•	•				1					•		
^{190}Os								•	•				•		1						•
^{180}Hf									•							1					
^{58}Fe									•			•					1			•	
^{113}In	•			•	•			•	•	•				•					1		
^{123}Sb									•			•					•			1	
^{191}Ir						•		•	•			•	•		•						1

δ

В табл.3 приведены для некоторых значений n соответствующие значения N_1 и N_2 , где $N_1 = 1/2 n(n-1)$ - полное число возможных независимых относительных измерений величин сечений реакций. Как видно из табл.3, для рассматриваемой в данной статье совокупностей реакций (16 и 20) число возможных фундаментальных уравнений, связывающих воедино все исследуемые величины сечений реакций, составит $6,5 \cdot 10^{11}$ и $6,1 \cdot 10^{16}$ соответственно. Эти числа представляют возможное число проверок на согласованность измеренных величин сечений. Практически реализовать такую полную проверку невозможно. Однако, если воспользоваться другими свойствами матрицы относительных измерений, можно существенно упростить задачу. Эти свойства таковы:

I. Отношения элементов матрицы попарно (по вертикали) в двух любых строках должны быть постоянной величиной, равной отношению величин сечений реакций изотопов в выбранных строках. Например, для матрицы с $n = 5$ отношение элементов второй и пятой строк равно

$$\frac{a_{21}}{a_{51}} = \frac{1}{a_{52}} = \frac{a_{23}}{a_{53}} = \frac{a_{24}}{a_{54}} = \frac{a_{25}}{1} = \frac{a_{25}}{a_{55}}.$$

2. Соответственно и попарные (по горизонтали) отношения элементов матрицы в двух столбцах также являются постоянной величиной, равной обратному отношению сечений реакций изотопов в выбранных столбцах.

Величину сечения исследуемой реакции определяли в следующей последовательности: экспериментально измеряли отношения сечений (см. рисунок), затем проводили анализ элементов матрицы, используя ее свойства; далее по результатам разных экспериментов определяли среднее отношение сечений исследуемой и опорной реакций и, наконец, по литературным данным о сечениях опорных реакций определяли абсолютную величину сечения исследуемой реакции.

Рост чисел N_1 и N_2 в зависимости от числа реакций n

Таблица 3

Число реакций n	$N_1 = \frac{n(n-1)}{2}$	$N_2 = \frac{1}{2} (n-1)!$	Число реакций n	$N_1 = \frac{n(n-1)}{2}$	$N_2 = \frac{1}{2} (n-1)!$
3	3	1	8	28	2520
4	6	3	9	36	20160
5	10	12	10	45	$1,8 \cdot 10^5$
6	15	60	16	120	$6,5 \cdot 10^{11}$
7	21	360	20	190	$6,1 \cdot 10^{16}$

Для абсолютной нормировки сечений использовали следующие сечения: 54 ± 5 мб опорной реакции $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$, 133 ± 13 мб реакции $^{115}\text{In}(n, \gamma)^{116\text{m}}\text{In}$ и 269 ± 19 мб реакции $^{115}\text{In}(n, n')^{115\text{m}}\text{In}$ [47].

Хотя реакция протонов на тритии дает моноэнергетические нейтроны, практически может быть вклад от нейтронов более низких энергий, которые возникают в результате рассеяния первичных нейтронов в конструкционных материалах, окружающих детектор нейтронов, и в самом детекторе. Для проверки спектральных характеристик нейтронного поля и взаимосогласованности в показаниях детекторов $^{115}\text{In}(n, \gamma)^{116\text{m}}\text{In}$ и $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$ проводилось совместное облучение этих детекторов и моноизотопа ^{238}U в идентичной геометрии при энергии нейтронов 1,9 МэВ. Масса ^{238}U (тетрафторид ^{238}U с активным слоем диаметром 6 мм на алюминиевой подложке толщиной 0,1 мм) составляла $(15,00 \pm 0,04)$ мкг. Данные детекторов ^{115}In и ^{197}Au выбирали согласно данным табл. I, время облучения составляло 6 мин, ток протонов на тритий-титановой мишени - 20 мкА. Число делений ^{238}U подсчитывали по трекам от осколков деления урана в слюде ($\sigma_{\text{pf}} = 518,9$ мб [57]). Статистическая погрешность при измерении активностей ^{198}Au и $^{116\text{m}}\text{In}$ не превышала 2%. Плотность нейтронного потока, рассчитанная по трем разным детекторам, составляла ($\times 10^7$ см $^{-2}$.с $^{-1}$): ^{115}In ($E_n = 1097$ кэВ) - $13,5 \pm 1,4$; ^{197}Au ($E_n = 411,8$ кэВ) - $13,9 \pm 1,5$; ^{238}U (счет осколков деления) - $14,0 \pm 0,7$.

Сравнивая полученные данные, можно отметить, что в пределах экспериментальных ошибок и погрешностей используемых ядерных констант величины плотностей нейтронного потока, измеренные детекторами $^{115}\text{In}(n, \gamma)^{116\text{m}}\text{In}$, $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$ и $^{238}\text{U}(n, f)$, хорошо согласуются друг с другом. Это свидетельствует о малом вкладе рассеянных нейтронов в наведенную активность образцов. При заметном вкладе рассеянных нейтронов следовало бы ожидать расхождения в показаниях детекторов $^{115}\text{In}(n, \gamma)$ и $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$, с одной стороны, и $^{238}\text{U}(n, f)$ - с другой, так как с уменьшением энергии нейтронов (при рассеянии первичных нейтронов) сечение реакций радиационного захвата нейтронов ядрами ^{115}In и ^{197}Au увеличивается, а сечение деления ^{238}U уменьшается. Примесь рассеянных нейтронов, по нашей оценке, составляет не более $(3 \pm 1)\%$.

Анализ погрешностей измерений не позволяет в общем виде оценить ошибку измерений. Количественная оценка этой ошибки приводится в табл. 4 для каждой конкретной реакции с учетом особенностей облучения, измерения, а также и анализа матрицы. В результирующей погрешности измеренных сечений реакций можно выделить два основных компонента. Первый связан с методикой измерения и абсолютизации счета, т.е. с процедурой калибровки эффективности регистрации γ -излучения Ge(Li)-детектором, а также введением поправок.

В табл. 5 приведен детальный перечень учтенных поправок и их погрешностей. Погрешности констант указаны в табл. 2.

Таблица 4

Сечения реакций $\sigma \pm \Delta\sigma$ (в миллибарнах), измеренные автором при $E_n = 2,0$ МэВ, и данные других работ

Реакция	Данные настоящей работы	Данные других работ (в круглых скобках - значение E_n в мегаэлектронвольтах)
$^{154}\text{Sm}(n, \gamma) ^{155}\text{Sm}$	$22,5 \pm 3,1$	25^* [6]
$^{82}\text{Se}(n, \gamma) ^{83}\text{Se}$	$0,39 \pm 0,06$	Нет
$^{110}\text{Cd}(n, \gamma) ^{111m}\text{Cd}$	$9,3 \pm 1,5$	"
$^{111}\text{Cd}(n, n') ^{111m}\text{Cd}$	137 ± 10	"
$^{84}\text{Sr}(n, \gamma) ^{85m}\text{Sr}$	$22,5 \pm 3,1$	"
$^{113}\text{In}(n, n') ^{113m}\text{In}$	136 ± 12	"
$^{148}\text{Nd}(n, \gamma) ^{149}\text{Nd}$	21 ± 3	45^* [6]
$^{176}\text{Yb}(n, \gamma) ^{177}\text{Yb}$	15 ± 2	$24(1,9)$ [7]
$^{116}\text{Cd}(n, \gamma) ^{117}\text{Cd}$	$6,3 \pm 0,9$	Нет
$^{55}\text{Mn}(n, \gamma) ^{56}\text{Mn}$	$2,2 \pm 0,3$	$2,2^*$ [6]; $2,2^*$ [8]; $1,8^*$ [9]
$^{87}\text{Sr}(n, n') ^{87m}\text{Sr}$	118 ± 9	Нет
$^{180}\text{Hf}(n, n') ^{180m}\text{Hf}$	$0,33 \pm 0,06$	$0,5^*$ [10]
$^{170}\text{Er}(n, \gamma) ^{171}\text{Er}$	13 ± 2	$16,8 \pm 0,9$ (2,148) [11]
$^{151}\text{Eu}(n, \gamma) ^{152m}\text{Eu}$	125 ± 19	70^* [6]
$^{68}\text{Zn}(n, \gamma) ^{69m}\text{Zn}$	$1,5 \pm 0,2$	$2,27 \pm 0,32$ (2,11) [12]
$^{187}\text{Re}(n, \gamma) ^{188}\text{Re}$	80 ± 10	72 ± 3 (1,9) [1]; 90^* [13]
$^{193}\text{Ir}(n, \gamma) ^{194}\text{Ir}$	71 ± 7	78 ± 3 (1,9) [1]; 60^* [14]
$^{142}\text{Ce}(n, \gamma) ^{143}\text{Ce}$	$59 \pm 0,8$	Нет
$^{139}\text{La}(n, \gamma) ^{140}\text{La}$	$4,6 \pm 0,6$	5^* [6]; $7,96 \pm 0,45$ (1,997) [11]
$^{152}\text{Sm}(n, \gamma) ^{153}\text{Sm}$	102 ± 13	Нет
$^{237}\text{Np}(n, \gamma) ^{238}\text{Np}$		
$\beta^- \rightarrow ^{238}\text{Pu}$	96 ± 10	59 ± 7 (2,14) [1]
$^{114}\text{Cd}(n, \gamma) ^{115}\text{Cd}$	19 ± 2	17 ± 2 (2,14) [1]
$^{121}\text{Sb}(n, \gamma) ^{122}\text{Sb}$	70 ± 8	73 ± 10 (2,12) [15]
$^{98}\text{Mo}(n, \gamma) ^{99}\text{Mo}$		
$\beta^- \rightarrow ^{99}\text{Tc}$	13 ± 1	13 ± 2 (2,2) [9]; 24 ± 3 (2,11) [11]
$^{185}\text{Re}(n, \gamma) ^{186}\text{Re}$	102 ± 13	68 ± 3 (2,14) [1]; 125^* [13]
$^{236}\text{U}(n, \gamma) ^{237}\text{U}$	57 ± 6	88 ± 10 (2,02) [16]
$^{117}\text{Sn}(n, n') ^{117m}\text{Sn}$	170 ± 17	Нет
$^{190}\text{Os}(n, \gamma) ^{191}\text{Os}$	$27,3 \pm 3,4$	"
$^{180}\text{Hf}(n, \gamma) ^{181}\text{Hf}$	32 ± 4	35^* [17]; 32^* [18]
$^{58}\text{Fe}(n, \gamma) ^{59}\text{Fe}$	$2,5 \pm 0,3$	Нет
$^{113}\text{In}(n, \gamma) ^{114m}\text{In}$	167 ± 19	"
$^{123}\text{Sb}(n, \gamma) ^{124}\text{Sb}$	55 ± 6	63 ± 16 (2,12) [15]
$^{191}\text{Ir}(n, \gamma) ^{192}\text{Ir}$	89 ± 9	93 ± 3 (1,9) [1]

* Данные взяты при $E_n = 2$ МэВ с рисунка функции возбуждения, представленной в логарифмическом масштабе.

Второй компонент результирующей погрешности связан с методикой анализа отношений сечений реакций с использованием свойств матрицы рисунка (см. с. 14, 15). С помощью этой методики проверяли в основном взаимосогласованность квантовых выходов для нескольких (двух и более) ядер - продуктов реакций, а также взаимосогласованность поправок на эффективность регистрации γ -квантов Ge(Li)-детектором в широком энергетическом диапазоне (0,122-1,2 МэВ).

Полная ошибка сечений исследуемых реакций, составившая 8-15%, определялась в основном погрешностью опорных сечений реакций.

Результаты настоящей работы сопоставляются с данными других работ (см. табл. 4). Для корректного сравнения данных необходимы измерения, выполненные при 2 МэВ. Таких измерений немного; ча-

ще сопоставление проводится с данными измерений, выполненных при энергиях, близких к 2 МэВ. Как видно из табл.4, существует хорошее согласие в величинах сечений реакций для изотопов ^{154}Sm , ^{55}In , ^{187}Re , $^{191,193}\text{Ir}$, ^{139}La , ^{114}Cd , $^{121,123}\text{Sb}$, ^{180}Hg . Заметное расхождение обнаруживается для сечений радиационного захвата нейтронов ядрами ^{148}Nd , ^{151}Eu , ^{68}Zn , ^{185}Re , ^{236}U , ^{237}Np . Для этих реакций должны быть предприняты дальнейшие измерения.

Таблица 5

Перечень учтенных поправок и их погрешностей, %

Фактор	Поправка	Погрешность поправки
Нейтроны, рассеянные конструкционными материалами	3	1
Суммирование импульсов	0-5	0-2
Нестационарность плотности потока нейтронов	0-5	0,2
Самопоглощение γ -излучения в образце	1-4	0,5
Измерение γ -активности	-	1-2
Эффективность Ge(Li)-детектора	-	3-4
Сечения опорных реакций	-	7-10
Геометрия	-	0,5
Химическая и изотопная чистота образца	-	0,1-0,3
Взвешивание образца	-	1
Погрешность ядерных констант:		
период полураспада	-	0,02-5
квантовый выход	-	0,04-14

Список литературы

1. Lindner M., Nagle R., Landrum J. Nucl. Sci. and Engng, 1976, v.59, p.381.
2. Гусев Н.Г., Дмитриев П.П. Квантовое излучение радиоактивных нуклидов. М.: Атомиздат, 1977.
3. Lederer C., Shirley V. Table of isotopes. 7th ed. N.Y. - Toronto, John Wiley and Sons, 1978.
4. Andersson P., Zorro R., Bergqvist I. In: Nuclear standard reference data. Geel, 1984: IAEA-TECDOC-335. Vienna, 1985, p.143.
5. Nuclear data standards for nuclear measurement: INDC/NEANDC Nuclear standards file. Vienna: IAEA, 1983.
6. Johnsrud A., Silbert M., Barschall H. Phys. Rev., 1959, v.116, p.927.
7. Stupегia D., Keedy C., Schmidt M., Madson A. In: Nuclear data for reactors. Vienna, 1967, v.1, p.520.
8. Стависский Ю.Я., Толстиков В.А. Атомная энергия, 1961, т.10, с.508.
9. Довбенко А.Г., Колесов В.Е., Королева В.П., Толстиков В.А. Там же, 1969, т.26, с.67.
10. Воротников П.Е., Никольский Е.Д., Чуев В.И. В кн.: Нейтронная физика: Материалы 6-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев, 2-6 октября 1983 г. 1983 г. М.: ЦНИИАтоминформ, 1984, т.3, с.208.
11. Stupегia D., Schmidt M., Keedy C., Madson A. J. Nucl. Energy, 1968, v.22, p.267.
12. Довбенко А.Г., Заикин Г.Г., Игнатюк А.В. и др. В кн.: Нейтронная физика: Материалы 2-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев, 1973. Обнинск, 1974, ч.3, с.138.
13. Stupегia D., Schmidt M., Madson A. J. Nucl. Energy, 1965, v.19, p.767.
14. Толстиков В.А., Королева В.П., Колесов В.Е., Довбенко А.Г. Атомная энергия, 1967, т.23, с.151.
15. Толстиков В.А., Королева В.П., Колесов В.Е. и др. Там же, 1968, т.24, с.576.
16. Barry J., Bunce J., Perkin J. Proc. Phys. Soc., 1961, v.78, p.801.
17. Miskel J., Marsh K., Lindner M., Nagle R. Phys. Rev., 1962, v.128, p.2717.
18. Beer H., MacLin R. Ibid., 1982, v. C26, p.1404.

Статья поступила в редакцию 22 июня 1986 г.

FISSION AND (n,xn) CROSS-SECTIONS ANALYSIS FOR ^{237}Np . Experimental and evaluated cross-section data on fission, (n,3n)- and (n2n)-reaction, leading to short-lived state of nucleus ^{236}Np are analyzed within a self-consistent statistical approach. Integral and differential data on (n,2n)-reaction are compared. Previous evaluations appear to be inconsistent with recent experimental data.

Для оценки накопления ^{232}U в отработавшем топливе ядерных реакторов требуется знание с достаточной точностью некоторых ядерно-физических констант. Особое место среди них занимает сечение реакции $^{237}\text{Np}(n, 2n)$, в результате которой образуются короткоживущее $^{236}\text{Np}^s$ и долгоживущее $^{236}\text{Np}^1$ состояния изотопа ^{236}Np с периодами полураспада 22,5 ч и $1,55 \cdot 10^5$ лет соответственно [1]. Имеющиеся экспериментальные данные о сечении реакции $^{237}\text{Np}(n,2n)^{236}\text{Np}^s$ [2-7] не охватывают всего представляющего интерес диапазона энергий нейтронов 6,8-20 МэВ. Для реакции $^{237}\text{Np}(n,2n)^{236}\text{Np}^1$ других данных, кроме изомерного отношения α выходов $^{236}\text{Np}^1$ и ^{236}Np при $E_n = 14$ МэВ, нет. Поэтому существующие оценки сечения σ_{n2n}^s основываются на модельных расчетах сечения σ_{n2n} , а сечение σ_{n2n}^s определяется как $\sigma_{n2n} / (1+\alpha)$ в предположении, что величина α не зависит от энергии налетающих нейтронов. Как показано в работах [8,9], последнее предположение несправедливо. К тому же модельные расчеты сечения σ_{n2n} страдают тем недостатком, что сечение деления σ_{nf} используется в них лишь как параметр.

Ввиду указанных обстоятельств, а также появления экспериментальных данных о сечении деления, которые существенно отличаются от использовавшихся ранее оценок [10,11], требуется согласованный анализ современной экспериментальной информации о сечениях деления, реакции $^{237}\text{Np}(n,2n)^{236}\text{Np}^s$ и изомерном отношении.

Абсолютное значение σ_{n2n}^s можно получить путем нормировки на экспериментально измеренное интегральное сечение на спектре деления $\langle \sigma_{n2n}^s \rangle$ энергетической зависимости σ_{n2n}^s [10,12]. Поэтому актуален также анализ согласованности дифференциальных и интегральных данных по сечению реакции $^{237}\text{Np}(n,2n)^{236}\text{Np}^s$, полученных на спектре деления ^{235}U [13,14] (которые различаются примерно в 2,5 раза) и спектре нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf [15].

Экспериментальные данные

Сечения деления ^{237}Np нейтронами выше порога реакции (n,nf). Экспериментальные данные в рассматриваемой области энергий подразделяются на две группы: абсолютные измерения [16] и измерения отношения сечения деления ^{237}Np к сечению деления ^{235}U ($\sigma_{nf}^7 / \sigma_{nf}^5$) [17-21] или ^{239}Pu ($\sigma_{nf}^7 / \sigma_{nf}^9$) [22]. Результаты абсолютных измерений, выполненных по методу коррелированных по времени сопутствующих частиц, при $E_n = 14,7$ МэВ существенно отличаются от данных относительных измерений, выполненных по методу "порогового сечения". В области порога реакции (n, nf) данные измерений [17-19] хорошо согласуются с данными работы [16]. Систематическое превышение данных [20] над данными [18,19] связано, по-видимому, с абсолютзацией отношений $\sigma_{nf}^7 / \sigma_{nf}^5$ в работе [20] путем сравнения α -активностей слоев ^{237}Np и ^{235}U , что весьма ненадежно, так как период полураспада ^{237}Np измерен только в одной работе. Некоторое превышение данных [22] над [18,19] может быть вызвано тем, что для абсолютзации сечений по отношению $\sigma_{nf}^7 / \sigma_{nf}^9$ использовались данные по сечению σ_{nf}^9 [23].

Таким образом, в данных [16-22] существуют расхождения как между относительными измерениями различных авторов, так и между абсолютными и относительными данными, нормированными на сечение σ_{nf}^5 [10], причем в последнем случае величина расхождений примерно равна величине σ_{n2n}^s при $E_n = 14,7$ МэВ. Ситуация осложняется тем, что энергетическая зависимость сечения σ_{nf}^7 по данным [19], охватывающим весь интересующий нас диапазон энергий, свидетельствует о крайне малом вкладе реакции (n, 2nf) в наблюдаемое сечение деления, что не согласуется с изотопической зависимостью делимости изотопов нептуния [24]. Указанные расхождения могут быть связаны как с по-

грешностью измерения отношений $\sigma_{nf}^7/\sigma_{nf}^5$, так и с использованием для получения сечения σ_{nf}^7 при $E_n > 14$ МэВ оценки величины σ_{nf}^5 в библиотеке ENDF/B-V [10].

Для разрешения противоречий между данными различных авторов по сечению σ_{nf}^7 при $E_n > 14$ МэВ обратимся к данным [25-27]. В работе [25] измерен энергетический ход сечения деления при $E_n = 9-22$ МэВ. Его нормировка к данным работы [16] при $E_n = 14,7$ МэВ приводит к тому, что при $E_n \leq 14$ МэВ эти данные согласуются с данными [19], а при $E_n > 14$ МэВ демонстрируют заметный вклад реакции $(n, 2nf)$ в наблюдаемое сечение деления. В работе [26] сечение деления измерено в диапазоне 5-22 МэВ, однако нормировка этих данных выполнена на значение σ_{nf}^7 , равное ($E_n = 3,4$ МэВ) 1,62 б. Перенормировка данных [26], на которых основаны оценки ENDF/B-V [10] и КЕДАК-4 [11], на величину σ_{nf}^7 ($E_n = 3,4$ МэВ), равную 1,56 б [19], мало изменяет значения сечения в области высоких энергий нейтронов, а при нормировке этих данных к данным при $E_n = 14,7$ МэВ [16] они практически совпадают с данными при $E_n > 9$ МэВ [25]. Данные [27] не учитываем, так как они дважды перенормировывались в работах [25, 26] ввиду уточнения эффективности регистрации осколков деления.

Итак, в качестве опорных при $E_n \leq 14$ МэВ выбираем данные работ [17-19, 25, 26], а при $E_n > 14$ МэВ - данные [16] и перенормированные данные [25, 26] (рис.1).

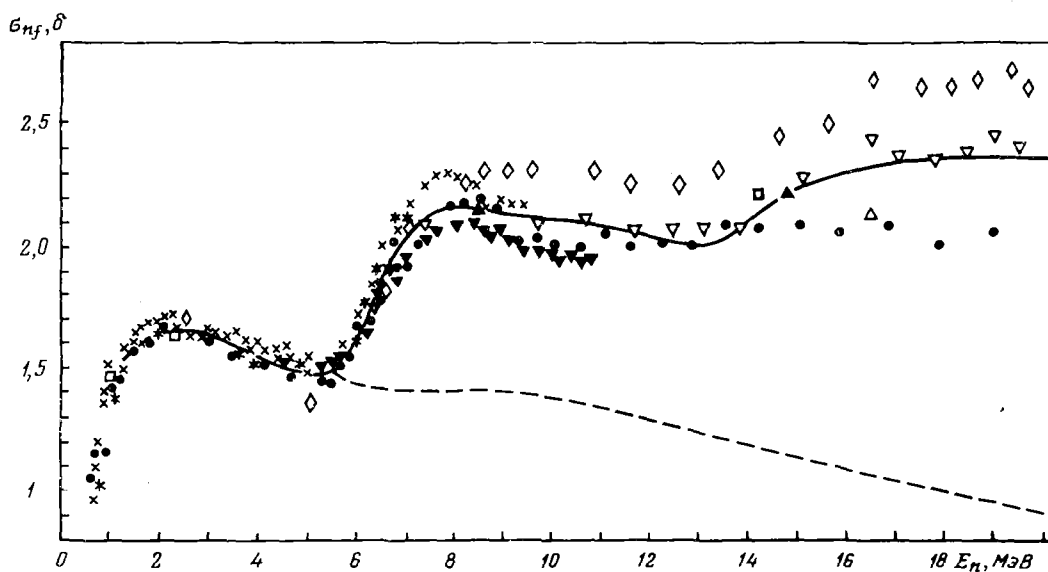


Рис.1. Сечение деления ^{237}Np нейтронами. Сплошная кривая - расчет, пунктирная - сечение деления "первого шанса". Экспериментальные данные работ: Δ - [17]; ∇ - [18]; \bullet - [19]; \times - [20]; \square - [21]; $*$ - [22]; ∇ - [25]; \diamond - [26]

Сечение реакции $^{237}\text{Np}(n, 2n)^{236}\text{Np}^s$. Измерения этого сечения при $E_n = 13,8-15$ МэВ выполнены в работах [2-6], а в области порога при $E_n = 7-10$ МэВ - в работах [5, 7]. Все измерения выполнены по активационной методике путем регистрации α -активности ядер ^{236}Pu , различаются они только способами определения потока нейтронов. В работах [3, 4, 7] поток измерялся относительно реакции $^{27}\text{Al}(n, \alpha)$, кроме того, он дополнительно контролировался [7] относительно реакций $^{238}\text{U}(n, f)$ и $^{238}\text{U}(n, 2n)$. В работах [4, 6] один из способов определения потока состоял в оценке накопления ядер ^{97}Tm при делении ^{237}Np , однако использование сечения деления, которое на 10% выше данных [16], приводит к завышению сечения σ_{n2n}^s . Поэтому данные, полученные в работе [4] таким способом, мы не учитывали. Данные, в которых поток определялся относительно реакций $^{238}\text{U}(n, f)$ и $^{237}\text{Np}(n, f)$ [6], следует перенормировать на соответствующие сечения из работы [16]. В результате различие сечений, полученных при двух способах определения потока нейтронов [6], снизилось примерно с 5 до 1%. Значение σ_{n2n}^s , полученное по измерениям γ -активности ^{236}U [6], на 15% ниже данных [3-6] при соответствующей энергии, поэтому учитывать его мы не будем.

В области энергий нейтронов 10–13,8 МэВ нейтронных данных нет. Информация о сечении σ_{n2n}^S может быть получена по результатам измерений сечений реакций $^{235}\text{U}(t, 2n)^{236}\text{U}$ и $^{236}\text{U}(d, 2n)^{236}\text{U}$ [28]. В предположении независимости вероятности испускания двух нейтронов от способа образования составного ядра сечение реакции σ_{n2n}^S можно представить в виде [28]

$$\sigma_{n2n}^S = \left[\sigma_{nf}^7 / \sigma_{t(d)f} \right] \sigma_{t(d)2n}^S \quad (1)$$

В работе [28] для определения сечения σ_{nf}^7 использовались данные [26]; как следствие, σ_{n2n}^S оказалось завышенным. В настоящей работе для вычисления σ_{n2n}^S по приведенному выражению используется расчетное сечение σ_{nf}^7 . Далее обсудим согласие полученных таким образом данных с результатами работ [2–7] и настоящей.

Изомерное отношение в реакции $^{237}\text{Np}(n, 2n)$. В работе [29] на нейтронах термоядерного взрыва со средней энергией 14 МэВ получено изомерное отношение $z = 0,35$. В работе [30] упоминаются измерения $z = 0,41$ в реакции $^{237}\text{Np}(\gamma, n)$ при энергии возбуждения, соответствующей $E_n = 9,6$ МэВ. Из этих данных следует, что при $E_n = 9,6$ –14 МэВ $z(E_n)$ с ростом энергии нейтронов должно убывать. Эта тенденция подтверждается данными работы [31], где при изучении реакции $^{238}\text{U}(d, 4n)$, $E_d = 21$ МэВ, обнаружено, что состояния остаточного ядра ^{236}Np со спином $J = 1$ встречаются примерно в 7 раз чаще, чем состояния со спином $J = 6$. Это означает, что $z(E_n \approx 19 \text{ МэВ}) \approx 0,14$.

На этом прямая и косвенная экспериментальная информация о сечениях взаимодействия нейтронов с ядром ^{237}Np исчерпана.

Расчет сечений деления и реакций (n, xn)

Для расчета сечений реакций (n, f) и (n, xn) используется статистическая теория Хаузера – Фешбаха с учетом сохранения спина и четности на всех каскадах ядерной реакции [32].

Ввиду отсутствия экспериментальных данных, которые позволили бы фиксировать параметры оптического потенциала для ^{237}Np , необходимые для статистических расчетов коэффициенты прилипания нейтронов рассчитывались с потенциалом [33] для ^{238}U . Обоснованием этого приближения является слабая изотопическая зависимость сечения поглощения нейтронов в рассматриваемой области энергий.

Плотность уровней в нейтронном и делительном каналах $\rho_{n(f)}(U, J)$ рассчитывается следующим образом. При энергиях возбуждения U , меньших некоторой энергии $U_{n(f)} = (10,7 - m \Delta_{n(f)}) - 0,028A$ МэВ, где m равно 0, 1, 2 для четно-четных, нечетно-нечетных (четно-нечетных) и нечетно-нечетных ядер соответственно, A – массовое число, $\Delta_{n(f)}$ – корреляционная функция в основном (сильнодеформированном) состоянии, $\rho_{n(f)}(U, J)$ определяется в модели постоянной температуры [34]. В нейтронном канале

$$\rho_n = \frac{1}{T_n} \exp\left(\frac{U + m \Delta_n}{T_n}\right) \frac{2J+1}{2\sigma^2} \exp\left[-\frac{J(J+1)}{2\sigma^2}\right], \quad (2)$$

где $\Delta_n = \frac{12}{\sqrt{A}}$ МэВ; $T_n = 0,385$ МэВ. Параметр спиновой зависимости σ^2 при энергиях возбуждения $U \leq U_x$, где $U_x = 1,2 - 0,3(m + \delta_{2m})$ МэВ – граница надежной идентификации уровней по спинам, а δ_{2m} – δ -символ Кронекера, определяемый выражением $\sigma_n^2 = 0,156A - 26,76$. При $U > U_x$ σ^2 определяется путем линейной экстраполяции между σ_n^2 и $\sigma_1^2 = F_1 t(U_n)$. Здесь F_1 – перпендикулярный момент инерции, а $t(U_n)$ – термодинамическая температура при энергии возбуждения U_n .

В делительном канале плотность уровней определяется соотношением вида

$$\rho_f(U, J) = \frac{R}{T_f} \exp\left(\frac{U + m \Delta_f + \delta_f}{T_f}\right) \frac{1}{2\sigma_f^2} \sum_{K=-J}^J \exp(-K^2/2K_0^2) \exp\left[-\frac{J(J+1)}{2\sigma_{1f}^2}\right].$$

Здесь $K_0^2 = (1/\sigma_{1f}^2 - 1/\sigma_{1f}^2)$, где $\sigma_{1f}^2 = F_{1f} t$ (F_{1f} – параллельный момент инерции). Параметр T_f определяется из условия

$$\tau_f = \left\{ \frac{d}{dU} [\ln \rho_f(U)]_{U=U_f} \right\}^{-1},$$

где $\rho_f = \sigma_{\perp f}^2 \omega_f(U) / \sqrt{2\pi} \sigma_{\parallel f}$. Параметр δ_f определяется из условия непрерывности плотности уровней $\rho_f(U)$ при энергии возбуждения $U = U_f$ (в нейтронном канале соответствующий параметр равен нулю): $(1/\tau_f) \exp[(U_f + m\Delta_f + \delta_f)/\tau_f] = \rho_f(U_f)$. Коэффициент R отражает влияние асимметрии седловой конфигурации на плотность уровней. Для внутреннего горба, где наблюдается аксиальная и зеркальная асимметрия, $R = 2\sqrt{2\pi} \sigma_{\parallel f}$; для внешнего горба нарушена только зеркальная симметрия и $R = 2$ [35]. Плотность внутренних состояний $\omega_{n(f)}(U)$ и параметры спиновой зависимости σ_{\parallel}^2 и σ_{\perp}^2 определяются соотношениями работы [36], значение корреляционной функции $\Delta_f = \Delta_m + 0,08$ МэВ - условием описания энергетической зависимости сечения деления в области первого "плато". Значения оболочечных поправок δW_f для внутреннего и внешнего горбов взяты из работы [23]. Основной параметр плотности уровней $a_{f(n)}$ определяется соотношениями [36], а его асимптотическое значение $\tilde{a}_{f(n)}$ - выражением вида [34] $\tilde{a}_{f(n)} = 0,473A - 1,619 \cdot 10^{-3} A^2$. Значения параметров τ_f и δ_f для внутреннего А и внешнего В горбов равны: $\tau_f^A = 0,38$ МэВ, $\tau_f^B = 0,39$ МэВ, $\delta_f^A = 0,001$, $\delta_f^B = 0,24$.

При энергиях возбуждения $U > U_{n(f)}$ $\rho_{n(f)}(U, J)$ определяется соотношениями сверхтекущей модели [36]. Подробнее модель для расчета плотности уровней и проницаемости делительного канала, а также необходимые параметры описаны в работах [34, 36, 37], методика расчета радиационных ширин изложена в работе [34].

Допустим, что основной параметр модели предравновесного распада - матричный элемент двухквaziчастичных взаимодействий $M^2 = 10/A^3$, выбранный из условия описания спектров неупругорассеянных нейтронов для ядра ^{238}U [38], может быть использован и в случае ядра ^{237}Np . Это предположение фиксирует поведение сечения деления "первого шанса". Параметры барьера составного ядра ^{237}Np , делящегося в реакции (n, nf) , выберем из условия описания экспериментальных данных по сечению σ_{nf} до порога реакции $(n, 2nf)$, а из условия описания σ_{nf} выше порога $(n, 2nf)$ определим барьеры ядра ^{236}Np . Сравнение экспериментальных и расчетных данных по сечению σ_{nf} представлено на рис.1, здесь же приведено сечение деления "первого шанса". Энергетическую зависимость вклада сечения деления "первого шанса" σ_{nf}^1 в наблюдаемое сечение деления σ_{nf} , т.е. $\alpha = \sigma_{nf}^1 / \sigma_{nf}$, можно сравнить с данными по величине α , полученными из анализа зависимости полной средней энергии мгновенного β -излучения, испускаемого при делении, от среднего числа мгновенных нейтронов деления [39, 40]. Как видно из рис.2, эти данные хорошо согласуются с нашей оценкой величины α . Рассчитанное одновременно с сечением деления сечение $\sigma_{n2n} = \sigma_{n2n}^e + \sigma_{n2n}^s$ реакции $^{237}\text{Np}(n, 2n)$ согласуется с данными работ [2-6] (рис.3, а) при условии, что изомерное отношение при $E_n = 14-15$ МэВ практически постоянно и равно 0,35 [29]. При $E_n \leq 13,5$ МэВ наше сечение существенно отличается от оценок ENDF [41], KEDAK-4, ENDF/B-V [30], а при $E_n > 15$ МэВ - от оценок ENDF и ENDF/B-V. Согласие всех оценок сечения σ_{n2n} (за исключением оценки ENDF/B-V) при $E_n = 14-15$ МэВ обусловлено их нормировкой к экспериментальным данным по сечению σ_{n2n}^s с учетом изомерного отношения [29]. В области энергий 9-13 МэВ отличие оценки ENDF от KEDAK-4 может быть связано с тем, что оценка ENDF сечения деления следует данным работы [19], а оценка KEDAK - данным [26] (см.рис.1). Оценка сечения деления ENDF/B-V также следует данным [26], однако оценка сечения σ_{n2n} значительно ниже оценки KEDAK-4. Это связано с тем, что в ENDF/B-V сечение реакции $^{237}\text{Np}(n, 2n)$ определяется как $\sigma_{n2n} = \sigma_{n2n}^s 1,35$, а σ_{n2n}^s - путем нормировки зависимости $\sigma_{n2n}^s(E_n)$ [12] на интегральные данные по $\langle \sigma_{n2n}^s \rangle_U$ [13]. Расчетная кривая по σ_{n2n}^s работы [30] лежит ниже данных нашей работы и данных работы [7]. Различия в сечениях реакций $(n, 2n)$ еще более значительны. Они определяются различиями как оценок сечений деления, так и сечений образования составного ядра (рис.3, б).

Теперь рассмотрим процедуру получения $\sigma_{n2n}^s(E_n)$ из расчетной зависимости $\sigma_{n2n}(E_n)$ как $\sigma_{n2n}^s(E_n) = \sigma_{n2n}(E_n) / [1 + z(E_n)]$. Для определения $z(E_n)$ воспользуемся результатами расчетов [9], где изомерное отношение получено путем моделирования схемы низколежащих уровней ядра ^{236}Np . Результаты работы [9] хорошо согласуются с данными [8], полученными в существенно отличном от ис-

пользованного в работе [9] подходе, но значительно отличаются от оценки $\alpha(E_n)$ [30], основанной по-существу на ошибочном понижении данных [5] на 30% и следующей из данных работ [29-31] тенденции убывания $\alpha(E_n)$ с ростом энергии. Оценка $\sigma_{n2n}^S(E_n)$ настоящей работы хорошо согласуется с данными работ [2-7], а экспериментальные данные работы [28] даже после описанной выше перенормировки довольно плохо согласуются с данными работ [2-6] и настоящей оценкой. При $E_n \leq 7,5$ МэВ расчетная кривая проходит ниже экспериментальных данных [7], однако, как отмечено в работе [9], возбуждение остаточного ядра ^{236}Pr здесь уже так мало, что статистическое моделирование β -переходов становится малооправданным, поэтому в этой области энергий σ_{n2n}^S будем определять путем интерполяции значений [7] при E_n , равной 7,09 и 7,47 МэВ. Оценка σ_{n2n}^S КЕДАК-4, полученная в предположении независимости изомерного отношения от энергии, т.е. $\alpha(E_n) = 0,38$ [3], проходит выше данных [5,7], а использование $\alpha(E_n)$ [9] только усугубит различия. Оценка работы [30] проходит существенно ниже экспериментальных данных [5,7], что связано с оценкой $\alpha(E_n)$ (рис. 4).

Рис. 2. Зависимость вклада "первого шанса" в полное сечение деления ^{237}Pr . Сплошная кривая - расчет; ● - экспериментальные данные [39,40]

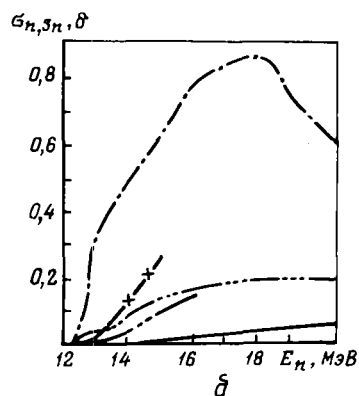
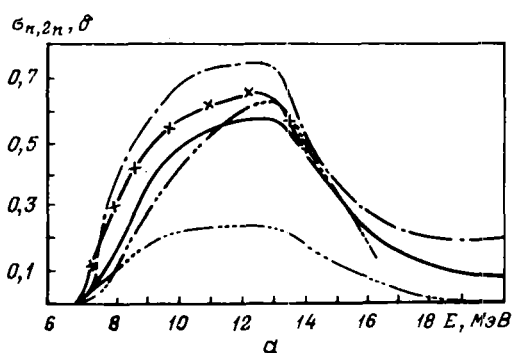
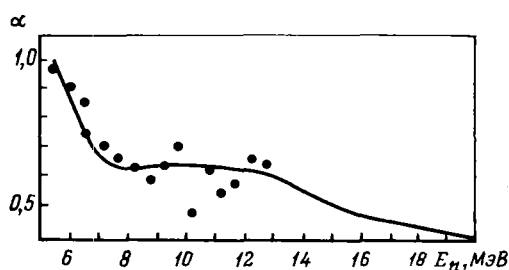
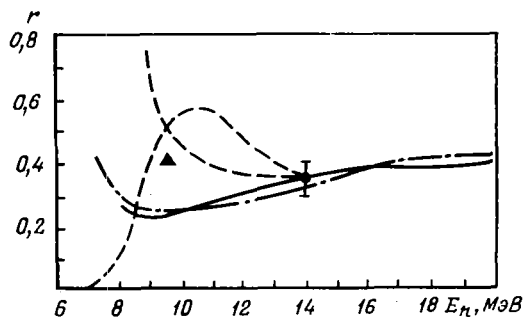


Рис. 3. Сечение реакций: а - $^{237}\text{Pr}(n, 2n)$, б - $^{237}\text{Pr}(n, 3n)$. Расчет: — - настоящей работы; —х— - КЕДАК-4 [42]; -.-.- - ENDL [41]; -.-.- - [30]; -.-.- - ENDF/B-V

Рис. 4. Энергетическая зависимость изомерного отношения в реакции $^{237}\text{Pr}(n, 2n)$. Расчет: — - [9]; -.-.- - [8]; -.-.- - [30]. Эксперимент: ● - [29]; ▲ - значение, взятое из работы [30]



Сравнение интегральных и дифференциальных данных
о сечении реакций $^{237}\text{Np}(n, 2n)^{236}\text{Np}^s$

В расчеты накопления ^{232}U в реакторном топливе непосредственно входит интегральное сечение реакции $^{237}\text{Np}(n, 2n)^{236}\text{Np}^s$ на спектре нейтронов деления [1]. Его можно представить в виде

$$\langle \sigma_{n2n}^s \rangle = \int_{6,8}^{20} \sigma_{n2n}^s(E_n) \chi(E_n) dE_n / \int_0^{20} \chi(E_n) dE_n,$$

где $\chi(E_n)$ - спектр нейтронов деления. В работах [13,14] для $\langle \sigma_{n2n}^s \rangle_U$ получены значения 1,05 и 2,4 мб соответственно. Различие этих величин существенно превышает приписываемые им авторами ошибки. По существу в работе [13] путем сравнения α -активностей измерялось отношение концентраций ^{236}Pu и ^{238}Pu в топливе, а сечение $\langle \sigma_{n2n}^s \rangle_U$ определялось при решении уравнений кинетики. В работе [14] для оценки зависимости накопления ^{236}Pu в топливе от выгорания использовалось значение $\langle \sigma_{n2n}^s \rangle_U$, полученное усреднением сечения $\sigma_{n2n}^s(E_n)$ [42] по спектру [43]. Если усреднить эти данные по спектру деления [44], который использовался при оценке спектра нейтронов в реакторе [13], сечение $\langle \sigma_{n2n}^s \rangle_U$ [14] увеличится до 2,67 мб. Кривые $\sigma_{n2n}^s(E_n)$ [10] и [42], соответствующие данным по $\langle \sigma_{n2n}^s \rangle_U$ [13] и [14], представлены на рис.5. Усреднение зависимости $\sigma_{n2n}^s(E_n)$ [30] дает результат, практически совпадающий с данными работы [13]. Как уже отмечалось, кривые работ [10,42] не согласуются с данными [7] по $\sigma_{n2n}^s(E_n)$, однако в работе [14] указано, что $\langle \sigma_{n2n}^s \rangle_U = 2,43$ мб дает завышенную оценку зависимости накопления ^{236}Pu от выгорания, т.е. имеется возможность понижения величины $\langle \sigma_{n2n}^s \rangle_U$ на 20%. Этой тенденции соответствует зависимость $\sigma_{n2n}^s(E_n)$, полученная в настоящей работе, ее усреднение по спектрам [43,44] дает 2,02 и 1,82 мб соответственно, а с учетом модификации расчетной зависимости $\sigma_{n2n}^s(E_n)$ при $E_n \leq 7,5$ МэВ - 2,17 и 1,97 мб.

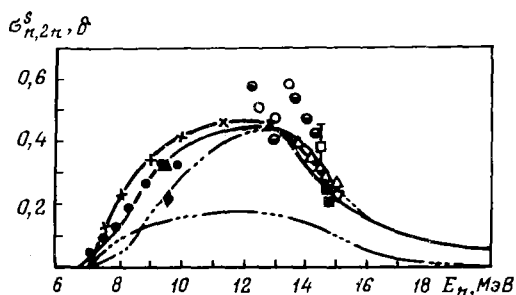


Рис.5. Сечение реакции $^{237}\text{Np}(n, 2n)^{236}\text{Np}^s$.
Расчет: —x— — настоящей работы; —•— — ENDL [41]; —·— — [30];
—·— — ENDF/B-V. Экспериментальные данные:
□ — [2]; △ — [3]; ▽ — [4]; ▲ — [5]; ◆ —
перенормированные данные, взятые из работы [30];
■ — [6]; ● — [7]; ○ — [28]

Наибольший интерес представляет сравнение наших данных по зависимости $\sigma_{n2n}^s(E_n)$ с измерениями на спектре нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf [15]. Пользуясь в отношении $\chi(E_n)$ для ^{252}Cf рекомендациями работы [45], для сечения $\langle \sigma_{n2n}^s \rangle_{cf}$ получим величины 3,23 и 3,47 мб с учетом модификации $\sigma_{n2n}^s(E_n)$ при $E_n \leq 7,5$ МэВ, т.е. значения, меньшие, чем $\langle \sigma_{n2n}^s \rangle_{cf} = 4,66 \pm 0,47$ мб из работы [15].

Таким образом, можно сделать вывод, что наши данные по сечению $\sigma_{n2n}^s(E_n)$ согласуются с рекомендациями работы [14], но плохо согласуются с данными [15]. Чтобы достичь согласия с ними, значение $\sigma_{n2n}^s(E_n)$ нужно было бы существенно повысить вблизи порога до уровня, по крайней мере, кривой работы [42], усреднение которой по спектру нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf дает 4,24 мб.

Итак, значение $\langle \sigma_{n2n}^s \rangle_U$ лежит в интервале 1,97-2,43 мб. Разногласия между измерениями сечения $\langle \sigma_{n2n}^s \rangle_{cf}$ [15] и оценкой зависимости $\sigma_{n2n}^s(E_n)$ в настоящей работе могут быть вызваны как погрешностями измерений, так и неточностью аппроксимации спектра нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf [45].

Анализ экспериментальных данных по сечениям деления и реакции $^{237}\text{Np}(n, 2n)^{236}\text{Np}^s$ позволил оценить энергетическую зависимость сечения деления выше порога реакции (n, nf) . В рамках согласованного оптико-статистического подхода получены также сечения реакций $(n, 2n)$ и $(n, 3n)$.

Выявленные различия между измерениями величины $\langle \sigma_{n2n}^s \rangle_{cf}$ [15], с одной стороны, и данными работы [14] по $\langle \sigma_{n2n}^s \rangle_U$ и оценкой данной работы - с другой, оставляют открытой проблему согласованности интегральных и дифференциальных данных о сечении реакции $^{237}\text{Np}(n, 2n)$.

Список литературы

1. Матвеев Л.В., Центер Э.М. Уран-232 и его влияние на радиационную обстановку в ядерном топливном цикле. М.: Энергоатомиздат, 1985.
2. Perkin J.L., Coleman R.F. Cross-sections for the (n, 2n)-reactions of ^{232}Th , ^{238}U , ^{237}Np with 14 MeV neutrons. - J. Nucl. Energy, part A/B, 1961, v.14, p.69.
3. Landrum J.H., Nagle R.J., Lindner M. (n, 2n)-Cross-sections for ^{238}U and ^{237}Np in the region of 14 MeV. - Phys.Rev., 1970, v. C8, p.1938.
4. Lindeke K., Specht S., Born H.J. Determination of the $^{237}\text{Np}(n, 2n)^{236}\text{Np}$ cross-section at 15 MeV neutron energy. - Ibid., 1975, v. C8, p.1507.
5. Nishi T., Fujiwara I., Imanishi N. Rep. NEANDC(J)-42L, 1975.
6. Громова Е.А., Коваленко С.С., Немилев Ю.А. и др. Измерение сечения реакции $^{237}\text{Np}(n, 2n)$ при энергии нейтронов 14,8 МэВ. - Атомная энергия, 1983, т.54, с.108-111.
7. Корнилов Н.В., Барыба В.Я., Балицкий А.В. и др. Измерение сечений реакций $^{237}\text{Np}(n, 2n)^{236}\text{Np}$ (22,5 ч) в диапазоне энергий нейтронов 7-10 МэВ. - Там же, 1985, т.58, с.117-120.
8. Gardner D.G., Gardner M.A., Hoff R.W. The necessit of discrete level modelling in isomer ratio calculations for neutron-induced reactions on deformed nuclei. - Rep. UCAR-10062-83/1, 1981, p.51.
9. Ignatyuk A.V., Kornilov N.V., Maslov V.M., Paschenko A.B. Isomer ratio and $^{237}\text{Np}(n, 2n)$ -reaction cross-section.- In: Proc. of the XV Intern. symp. on physics of fission. Gaussig, 1985.
10. Kinsey R. Rep. ENDF-201. Brookhaven, 1979.
11. KBDAK-4. The German nuclear data library, 1983.
12. Perlstein S. Analysis of (n, 2n) cross-sections for medium and heavy mass nuclei. - Nucl. Sci. and Engng, 1965, v.23, p.238.
13. Paulson C.K., Hennelly E.J. Cross-section measurement of plutonium-236 formation in plutonium-238 by $^{237}\text{Np}(n, 2n)$ -reaction. - Ibid., 1974, v.55, p.24.
14. Wiese H.W., Fischer U., Goel B. Analysis of neutron cross-sections for the formation of ^{236}Pu and $^{58,60}\text{Co}$ in both thermal and fast reactors. - In: Nucl. data for sci. and technol.: Proc. of the Intern. conf. (Antwerp, 1982). Holland, 1983, p.202.
15. Громова Е.А., Коваленко С.С., Немилев Ю.А. и др. Сечение реакции $^{237}\text{Np}(n, 2n)^{236}\text{Np}$ (22,5 ч), вызываемой нейтронами спонтанного деления ^{252}Cf . - Атомная энергия, 1986, т.60, с.68-70.
16. Dushin V.N., Fomichev A.V., Kovalenko S.S. e.a. Statistical analysis of fission cross-section measurements on $^{233,235,238}\text{U}$, ^{237}Np , $^{239,242}\text{Pu}$ at neutron energies of 2.6, 8.5 and 14.7 MeV.- In: IAEA Consult. meeting on the ^{235}U fast neutron fission cross-section and the ^{252}Cf fission neutron spectrum. Smolenice, 1983; INDC(NDS)-146/L, 1983, p.53.
17. Говердовский А.А., Гордошин А.К., Кузьминов Б.Д. и др. Измерение отношений сечений деления ^{237}Np и ^{235}U методом изотопных примесей. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1985, вып.3(57), с.13-15.
18. Говердовский А.А., Гордошин А.К., Кузьминов Б.Д. и др. Измерение отношения сечений деления ^{237}Np и ^{235}U нейтронами в интервале энергий 4-11 МэВ. - Атомная энергия, 1985, т.58, с.137-139.
19. Behrens J.W., Browns J.C., Walden J.C. Measurement of the neutron-induced fission cross-section of Np-237 relative to U-235 from 20 keV to 30 MeV. - Nucl. Sci. and Engng, 1982, v.80, p.393.
20. Meadows J.W. The fission cross-section of ^{237}Np relative to ^{235}U from 0.1 to 9.4 MeV. - Ibid., 1983, v.85, p.271.
21. White P.H., Warner G.P. The fission cross-sections of $^{233,234,236,238}\text{U}$, ^{237}Np , $^{239,240,241}\text{Pu}$ relative to that of ^{235}U for neutrons in the energy range 1-14 MeV. - J. Nucl. Energy, 1967, v.21, p.671.

22. Куприянов В.М., Фурсов Б.И., Иванов В.И., Смиренкин Г.Н. Измерение отношений сечений деления $^{237}\text{Np}/^{239}\text{Pu}$ и $^{241}\text{Am}/^{239}\text{Pu}$ в диапазоне энергии нейтронов 0,13-7,0 МэВ. - Атомная энергия, 1978, т.45, с.440-442.
23. Андипов Г.В., Коньшин В.А., Суховицкий Е.Ш. Ядерные константы для изотопов плутония. Минск: Наука и техника, 1982.
24. Куприянов В.М., Смиренкин Г.И., Фурсов Б.И. Систематика нейтронных сечений и других характеристик вероятности деления трансурановых ядер. - Ядерная физика, 1984, т.39, с.281-295.
25. Панкратов В.М., Власов Н.А., Рыбаков Б.В. Сечения деления ^{232}Th , ^{235}U , ^{238}U нейтронами с энергиями 10-22 МэВ. - Атомная энергия, 1960, т.9, с.399-400.
26. Панкратов В.М. Сечение деления ^{232}Th , ^{233}U , ^{235}U , ^{237}Np , ^{238}U нейтронами в диапазоне энергий 5-37 МэВ. - Там же, 1963, т.14, с.177-184.
27. Калинин С.П., Панкратов В.М. В кн.: Труды II Международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958 г.). М.: Атомиздат, 1959, т.1, с.387.
28. Андреев М.Ф., Серов В.И. Оценка поперечного сечения реакции $(n, 2n)$ для тяжелых ядер по результатам исследований с заряженными частицами. - В кн.: Нейтронная физика: Материалы 5-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 15-19 сентября 1980 г. М.: ЦНИИатоминформ, 1980, т.3, с.301-305.
29. Myers W.A., Lindner M., Newbury R.S. The isomer ratio $^{236}\text{Np}(1)/^{236}\text{Np}(s)$ in the reaction $^{237}\text{Np}(n, 2n)^{236}\text{Np}$ from neutrons, produced in the thermonuclear devices. - J. Inorg. Nucl. Chem., 1975, v.37, p.637.
30. Fort E., Derrien H., Doat J.P. Evaluation des sections efficaces neutroniques de ^{237}Np entre 5 MeV et 16 MeV. Etude particuliere pour l'application aux calculs de ^{236}Pu . - In: [14], p.673.
31. Юйзенга Д.Р., Ванденбош Р. Деление ядер. - В кн.: Ядерные реакции. М.: Атомиздат, 1964, т.2, с.51.
32. Uhl M., Strohmaier B. Rep. IRK 76/01. Vienna, 1976.
33. Lagrange Ch. Results of coupled channels calculations for neutron cross-sections of a set of actinide nuclei: Rep. INDC(FR) 56/L, 1982.
34. Андипов Г.В., Коньшин В.А., Маслов В.М. Плотность уровней и радиационные ширины трансактинидов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1985, вып.3, с.25-34.
35. Бор О., Мотгельсон Б. Структура ядра. М.: Мир, 1977, т.2.
36. Игнатюк А.В., Истеков К.К., Смиренкин Г.Н. Роль коллективных эффектов при систематике плотности уровней. - Ядерная физика, 1979, т.29, с.875-883.
37. Игнатюк А.В., Клепацкий А.Б., Маслов В.М. и др. Анализ сечений деления изотопов урана и плутония нейтронами в области первого "плато". - Там же, 1985, т.42, с.569-577.
38. Грудзевич О.Т., Игнатюк А.В., Маслов В.М. и др. Согласованное описание сечений реакций (n, f) и (n, xn) для трансактинидов. - В кн.: Нейтронная физика: Материалы 6-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 2-6 октября 1983 г. М.: ЦНИИатоминформ, 1983, т.2, с.318-323.
39. Frehaut J., Bertin A., Bois R. Mesure de v_p et E_n pour la fission de ^{232}Th , ^{235}U , ^{237}Np induite par des neutrons d'energie comprise entre 1 et 15 MeV. - In: [14], p.78.
40. Frehaut J. Progress in transactinium isotope neutron data measurements. - In: Proc. of the third advisory group meeting on transactinium isotope nuclear data. Upsala, 1984: IAEA-TECDOC-336, 1985, p.105.
41. Howerton R.J. Rep. UCRL-50400. Livermore, 1978, v.15.
42. Segev M., Caner M. A new formalism for $(n, 2n)$ and $(n, 3n)$ cross-sections of heavy mass nuclei. - Ann. Nucl. Energy, 1978, v.5, p.239.
43. Cranberg L., Frye G., Nereson N. e.a. Fission neutrons spectrum of ^{235}U . - Phys. Rev., 1956, v.103, p.662.
44. Watt B.E. Energy spectrum of neutrons from thermal fission of ^{235}U . - Ibid., 1952, v.87, p.1032.
45. Recommendations of consult. meeting on the ^{235}U fast neutron fission cross-section and the ^{252}Cf fission neutron spectrum. - In: [16], p.23.

Статья поступила в редакцию 17 июля 1986 г.

THE AVERAGE RESONANCE PARAMETERS FOR ^{240}Pu , ^{235}U AND ^{236}U .
 A self-consistent approach to derive width and level spacing distributions is presented. A correlation of weak and closely spaced resonance missing and existence of weak p-wave resonances are taken into account. The average resonance parameters for ^{240}Pu , ^{235}U and ^{236}U are obtained with this technique.

Для решения задач теории ядра и для различных ее приложений необходимо знать средние нейтронные ширины и расстояния между уровнями в области разрешенных резонансов. Получение этих параметров простым усреднением набора экспериментальных данных приводит к завышению средней нейтронной ширины из-за пропуска слабых резонансов вследствие плохого экспериментального разрешения, следовательно, и среднего расстояния между резонансами из-за наличия мультиплетов. Реально необходимо исходить из того, что чем ближе друг к другу расположены резонансы, тем меньше вероятность их заметить, даже если они сильные. И, наоборот, если уровни расположены редко, то замечаются даже сравнительно слабые резонансы.

Существующие методы оценки средних резонансных параметров [1-3] ориентированы либо на учет пропуска слабых резонансов, либо на учет пропуска уровней, связанного с их группировкой на расстояниях, меньших экспериментального разрешения. Причем в этих методах искажения функций распределения ширин и расстояний между резонансами не связаны между собой.

В настоящей работе в едином подходе получены функции распределения нейтронных ширин и расстояний между уровнями с учетом корреляции между пропуском слабых резонансов и пропуском резонансов с малым расстоянием между уровнями.

Пусть плотность распределения нейтронных ширин описывается функцией $f(x)$, где $x = q\Gamma_n^0 / \langle \Gamma_n^0 \rangle$, а плотность распределения расстояний между уровнями - функцией $\varphi(y)$, где $y = D / \langle D \rangle$. Тогда плотность распределения резонансов с шириной x на расстояниях друг от друга y (если x и y независимы) равна $f(x)\varphi(y)$. Пусть $\Psi(x, y, E)$ - вероятность обнаружить в эксперименте резонанс с шириной x и на расстоянии от соседнего уровня y (здесь y - расстояние с одной стороны от резонанса для определенности слева) в энергетической точке E . Для большей общности считаем, что $\Psi(x, y, E)$ не факторизуется по x и y , т.е. не представляется в виде $\Psi(x, y, E) = \Psi_1(x, E)\Psi_2(y, E)$. Тогда распределение экспериментально идентифицированных нейтронных ширин с учетом пропуска уровней, но без учета искажения распределения из-за их группировки в мультиплеты будет иметь вид

$$f_1(x) = \frac{f(x)}{E_2 - E_1} \int_{E_1}^{E_2} dE \int_0^{\infty} dy \varphi(y) \Psi(x, y, E),$$

где E_1 , E_2 - границы энергетической области, для которой определяется экспериментальное распределение ширин. Проинтегрировав от нуля до бесконечности, можно получить долю замеченных в эксперименте резонансов $A = \int_0^{\infty} f_1(x) dx$. Тогда $1-A$ - доля пропущенных резонансов. Аналогичным образом определим функцию

$$\varphi_1(y) = \frac{\varphi(y)}{E_2 - E_1} \int_{E_1}^{E_2} dE \int_0^{\infty} dx f(x) \Psi(x, y, E). \quad (I)$$

Заметим, что $\int_0^{\infty} \varphi_1(y) dy = A$, т.е. $f_1(x)$ и $\varphi_1(y)$ нормированы единым образом. Учтем, что из-за конечности экспериментального разрешения часть уровней идентифицируется не как отдельные стоящие, а группами. Причем ограничимся рассмотрением случая группировки в дублеты. Случай группировки по три уровня и более при энергетическом разрешении меньше $\langle D \rangle$ менее вероятен. Так как учитываются группировки только в дублеты, доля пропущенных резонансов не должна превышать половины, т.е. $A > 0,5$.

Распределение пропущенных в эксперименте расстояний равно $\varphi(y) - \varphi_1(y)$. В принятых предположениях это распределение расстояний между уровнями в дублетах, идентифицируемых как один уровень. Так как резонансы имеют единую энергетическую шкалу, расстояние между уровнями в дублете не исчезает, а как бы увеличивает расстояние между соседним с дублетом уровнем, если дублет экспериментально трактуется как один резонанс.

Распределение таким образом увеличенных расстояний $\varphi_2(y)$ определяется сверткой $\varphi(y) - \varphi_1(y)$ с распределением расстояний от соседнего резонанса до края дублета, т.е. с уже определенной нормированной функцией $\varphi_1(y)/A$:

$$\varphi_2(y) = 1/A \int_0^y [\varphi(z) - \varphi_1(z)] \varphi_1(y-z) dz.$$

Заметим, что $\int_0^\infty \varphi_2(y) dy = 1 - A$. Кроме того, из экспериментально наблюдаемого распределения расстояний (1) исчезает часть распределения $\varphi_3(y)$, которая изменилась в результате добавления к ней расстояния между уровнями дублета: $\varphi_3(y) = \varphi_1(y)[(1-A)/A]$. С учетом сказанного выше нормированное, экспериментально наблюдаемое распределение расстояний между уровнями может быть записано в виде

$$\varphi_{\text{набл}}(y) = [\varphi_1(y)(2 - 1/A) + \varphi_2(y)]/A. \quad (2)$$

Аналогично можно определить и экспериментально наблюдаемое распределение для ширин резонансов, если учесть, что когда вместо уровня регистрируется дублет, то площадь под резонансной кривой дублета равна сумме площадей под резонансными кривыми каждого из уровней, а она в свою очередь пропорциональна ширине:

$$f_{\text{набл}}(x) = [f_1(x)(2 - 1/A) + f_2(x)]/A; \quad (3)$$

$$f_2(x) = 1/A \int_0^x [f(z) - f_1(z)] f_1(x-z) dz.$$

Таким образом, в достаточно общем виде определены функции, которым должны подчиняться экспериментальные распределения ширин резонансов и расстояний между уровнями.

Авторами был написан алгоритм, реализованный в ЭВМ-программе, в которой методом максимального правдоподобия по экспериментальным распределениям нейтронных ширин и расстояний между уровнями определяются средняя нейтронная ширина и среднее расстояние между уровнями. При этом использовались функции

$$f(x) = \frac{(1+\alpha)^{-3/2}}{\sqrt{2\pi}x} \left\{ \frac{1}{\sqrt{g_1}} \exp\left[-\frac{x}{2g_1(1+\alpha)}\right] + \frac{\alpha^{3/2}}{\sqrt{g_2}} \exp\left[-\frac{x\alpha}{2g_2(1+\alpha)}\right] \right\} \quad (4)$$

и

$$\varphi(y) = \frac{\pi}{2} \left\langle y \left\{ \frac{\alpha^3}{(1+\alpha)^3} \exp\left[-\frac{\pi}{4} y^2 \frac{\alpha^2}{(1+\alpha)^2}\right] \text{erfc}\left(\frac{\sqrt{\pi}}{2} y \frac{1}{1+\alpha}\right) + \frac{1}{(1+\alpha)^3} \exp\left[-\frac{\pi}{4} y^2 \frac{1}{(1+\alpha)^2}\right] \text{erfc}\left(\frac{\sqrt{\pi}}{2} y \frac{\alpha}{1+\alpha}\right) \right\} + \frac{4\alpha}{\pi(1+\alpha)^2} \exp\left[-\frac{\pi}{4} y^2 \frac{1+\alpha^2}{(1+\alpha)^2}\right] \right\rangle, \quad (5)$$

где $\alpha = \langle D \rangle_{J_1} / \langle D \rangle_{J_2}$; $g_1 = \frac{2J_1+1}{2(2J+1)}$; $g_2 = \frac{2J_2+1}{2(2J+1)}$.

Эти функции учитывают возможность существования двух систем резонансов со спинами составного ядра J_1 и J_2 , средними расстояниями между уровнями $\langle D \rangle_{J_1}$ и $\langle D \rangle_{J_2}$ и со спином основного состояния ядра-мишени I [4].

В случае одной системы резонансов распределения (4) и (5) переходят в распределение Портера - Томаса [5] и Вигнера [6] соответственно.

Вероятность обнаружить в эксперименте резонанс была выбрана в следующем модельном виде:

$$\Psi(x, y, E) = \frac{1 + \alpha}{\alpha + \exp \left[\frac{c \Delta(E)}{x^s y < D \rangle} \right]} \frac{1}{\left(\frac{x_0}{x} \right)^p + 1},$$

где α - нормировочная константа; c - константа, равная примерно единице, определяющая скорость нарастания пропуска уровней при уменьшении отношения расстояния между уровнями к энергетическому разрешению; $\Delta(E)$ - экспериментальное энергетическое разрешение; x_0 - диффузионный порог при дискриминации ширин, связанный с их малостью; p - крутизна порога; s - степень, определяющая корреляцию между малостью ширин и расстояний, вызывающих пропуск.

Функция $\Psi(x, y, E)$, являясь модельной, описывает экспериментальные условия: она стремится к нулю, если x, y или $x^s y$ стремятся к нулю, и стремится к единице, если x, y или $x^s y$ растут.

При проведении резонансного анализа для ядер-мишеней с нулевым спином рассматривалась возможность идентификации в этой энергетической области p -резонансов с аномально большой шириной, принимаемых в таком анализе за s -резонансы. Эти резонансы составляют лишь очень малую долю общего числа p -резонансов в этой области.

Распределение для ширин при добавке возмущения от малого числа p -резонансов можно представить в следующем виде:

$$f(x) = \frac{1}{1 + \alpha} \frac{1}{\sqrt{2\pi}x} \left[\exp\left(-\frac{x}{2}\right) + \alpha \beta^{1/2} \exp\left(-\frac{x}{2}\beta\right) \right].$$

Здесь подразумевается, что p -резонансы составляют небольшую долю α общего числа, а средняя ширина $\langle \Gamma_p \rangle \approx \langle \Gamma_s \rangle / \beta$ в конце энергетического интервала. При расчете значение α принималось равным примерно 0,1, чтобы p -резонансы можно было учитывать как поправку. Причем α и β подгонялись для лучшего описания наблюдаемого распределения.

Результаты расчетов по определению средних нейтронных ширин - резонансов и расстояний между ними - таковы: для ^{240}Pu $\langle \Gamma_n^0 \rangle = 1,55 \cdot 10^{-3}$ эВ, $\langle D \rangle = 14,43$ эВ [7]; для ^{236}U $\langle \Gamma_n^0 \rangle = 1,88 \cdot 10^{-3}$ эВ, $\langle D \rangle = 15,87$ эВ [8]; для ^{235}U $\langle \Gamma_n^0 \rangle = 4,82 \cdot 10^{-5}$ эВ, $\langle D \rangle = 0,495$ эВ [9].

Учет возможности пропуска уровней по развитой выше методике дает величины, приведенные в таблице.

Некоторые средние параметры

$E_1, E_2, \text{эВ}$	A_X	$\langle \Gamma_n^0 \rangle_{\text{оц}}, \text{эВ}$	$\langle D \rangle_{\text{оц}}, \text{эВ}$	$S_0, \text{эВ}^{-1/2}$	Пропуск
0-1000	^{240}Pu	$1,30 \cdot 10^{-3}$ $1,30 \cdot 10^{-3*}$	11,99 11,65*	$1,08 \cdot 10^{-4}$ $1,12 \cdot 10^{-4*}$	0,175 -
0-1130	^{236}U	$1,64 \cdot 10^{-3}$ $1,66 \cdot 10^{-3*}$	14,05 13,42*	$1,16 \cdot 10^{-4}$ $1,24 \cdot 10^{-4}$	- 0,109
0-100	^{235}U	$3,68 \cdot 10^{-5}$	0,40	$0,92 \cdot 10^{-4}$	0,183

* Результаты, полученные с учетом поправки на p -резонансы.

Как видно, учет наличия p -резонансов для этих ядер показывает на возможность регистрации 2-3 уровней. Однако это утверждение статистически не подтверждено, так как в пределах ошибок результаты тестов с учетом и без учета поправки на p -уровни совпадают.

На рис. 1-4 сравниваются теоретические и испорченные разрешением (т.е. с учетом пропуска) распределения нейтронных ширин и междуровневых расстояний для ядер с нулевым (^{240}Pu , ^{236}U) и ненулевым (^{235}U) спинами основного состояния ядра-мишени с гистограммами экспериментальных данных. Из сравнения видно, что распределения нейтронных ширин и междуровневых расстояний, полученные в настоящей работе, более корректно описывают экспериментальные данные.

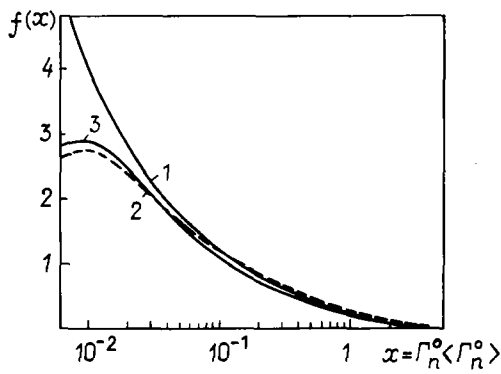


Рис.1

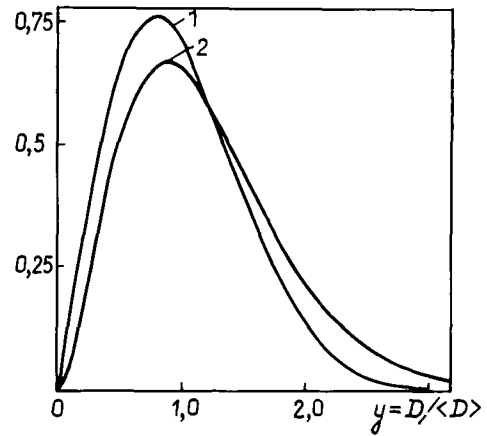


Рис.2

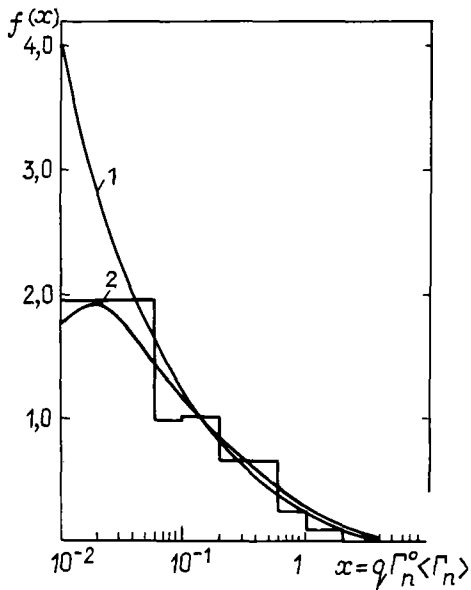


Рис.3

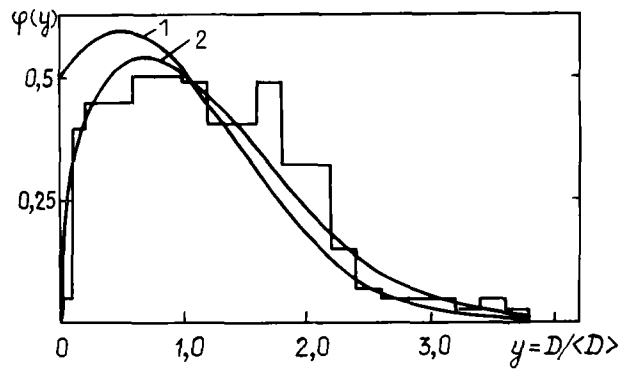


Рис.4

Рис.1. Сравнение теоретического и испорченного разрешением распределений нейтронных ширин для ^{236}U : 1 - распределение Портера - Томаса; 2 - испорченное разрешением распределение нейтронных ширин; 3 - испорченное разрешением распределение нейтронных ширин с учетом поправки на р-уровни

Рис.2. Сравнение теоретического и испорченного разрешением распределений межуровневых расстояний для ^{240}Pu : 1 - распределение Вигнера; 2 - испорченное разрешением распределение межуровневых расстояний, полученное в настоящей работе

Рис.3. Сравнение теоретического и испорченного разрешением распределений нейтронных ширин для ^{235}U с экспериментальными данными: 1 - теоретическое распределение (4); 2 - испорченное разрешением распределение нейтронных ширин, полученное в настоящей работе (3)

Рис.4. Сравнение теоретического и испорченного разрешением распределений межуровневых расстояний для ^{235}U с экспериментальными данными: 1 - теоретическое распределение (5); 2 - испорченное разрешением распределение межуровневых расстояний, полученное в настоящей работе (2)

Список литературы

1. Goseva C., Stefanon M. Experimental aspects of the statistical theory of nuclear spectra fluctuations. - Nucl. Phys., 1979, v.315, p.1-20.
2. Dyson F.J., Mehta M.L. Statistical theory of the energy levels of complex systems. - J. Math. Phys., 1963, v.4, p.701-719.
3. Frohner F.H. Level density estimation with account of unrecognised multiplets applied to uranium and plutonium resonance data. - In: Proc. of the IAEA Consultants meeting on uranium and plutonium isotope resonance parameters (Vienna, 1981). Vienna: IAEA, 1981, p.103-111.
4. Jaynes F.J. Trans. Systems Sci. and Cybern., 1968, v.4, p.227-232.
5. Porter C.E., Thomas R.G. Fluctuations of nuclear reaction widths. - Phys. Rev., 1956, v.104, p.483.
6. Wigner E.P. Statistical properties of real symmetric matrices. - In: Proc. conf. appl. math. Toronto, 1959, p.483.
7. Андрипов Г.В., Коньшин В.А., Суховицкий Е.Ш. Ядерные константы для изотопов плутония. Минск: Наука и техника, 1982.
8. Клепацкий А.Б., Коньшин В.А., Породинский Ю.В., Суховицкий Е.Ш. Оценка нейтронных данных ^{236}U в области энергий разрешенных и неразрешенных резонансов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1987, вып.2, с.3.
9. Коньшин В.А., Андрипов Г.В. и др. Оцененные нейтронные константы урана-235. Минск: Наука и техника, 1985.

Статья поступила в редакцию 2 февраля 1987 г.

УДК 539.172.4

УПРУГОЕ И НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 4,82 МэВ НА ВАНАДИИ

А. В. Поляков, Г. Н. Ловчикова, В. А. Виноградов,
Б. В. Журавлев, О. А. Сальников, С. Э. Сухих

ELASTIC AND INELASTIC SCATTERING OF NEUTRONS WITH ENERGY 4.82 MeV ON VANADIUM. Double-differential cross-sections of elastic and inelastic scattering of neutrons at energy 4.82 ± 0.07 MeV on natural vanadium have been measured at angles $30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 90^\circ, 120^\circ, 150^\circ$. The measurements were performed by time-of-flight method using the tritium gas target as the neutron source. Angular distributions corresponding the excitation of level groups (0,32+0,93), (1,609+1,813) and (2,419+2,545+2,675+2,699+2,79) MeV have been obtained.

Ванадий как конструкционный материал предполагается использовать в качестве разделительной оболочки между зоной тепловыделения и воспроизводства трития и зоной ядерной плазмы в термоядерных реакторах благодаря тому, что он не имеет длинных периодов распада после захвата нейтронов. Согласно списку требуемых данных [1], необходимо знать спектры вторичных нейтронов из реакции (n, n') на ванадии с точностью $\pm 15\%$, а угловые распределения упругорассеянных нейтронов - с точностью 10% в области энергий начальных нейтронов $E_0 = 1,5-10$ МэВ.

В опубликованной литературе имеются только две работы, которые содержат информацию о сечении реакции $V(n, n')$. В работе [2] получены угловые распределения упругорассеянных нейтронов методом времени пролета на ванадии в интервале энергий $2,47-8,05$ МэВ с погрешностью 5% . Использование пролетной базы 3 м позволило авторам получить угловые распределения неупругорассеянных нейтронов, соответствующих возбуждению отдельных уровней $0,32; 0,93; 1,609$ и $1,813$ МэВ для интервала энергий начальных нейтронов $2,47-4,56$ МэВ, с точностью 15% . Для $E_0 = 4,56$ МэВ величина погрешности сечений, соответствующих возбуждению уровней $0,93; 2,409; 2,545; 2,675 + 2,699$, а также $2,79$ МэВ, составила $30-50\%$ вследствие малого статистического счета в пике и недостаточного временного разрешения.

В работе [3] методом времени пролета получены угловые распределения упругорассеянных нейтронов на ванадии для начальных энергий нейтронов 5,44–8,56 МэВ. Погрешность измерений для отдельных углов рассеяния нейтронов колеблется от 4 до 25%. Что касается сечений возбуждения отдельных уровней, то авторами приводятся как угловые распределения, так и сечения для отдельных углов вылета нейтронов, полученные при энергиях первичных нейтронов от 4,19 до 8,56 МэВ с погрешностью 7–30%.

В настоящей работе измерения спектров упругого и неупругого рассеяний нейтронов на ванадии были выполнены методом времени пролета. Источником моноэнергетических нейтронов служила газовая тритиевая мишень, бомбардируемая импульсным пучком протонов ускорителя ЭПП-10М. Газовая тритиевая мишень и спектрометр нейтронов по времени пролета описаны в работах [4,5]. Начальная энергия нейтронов, падающих на образец, равнялась 4,82±0,07 МэВ. Образец из природной смеси изотопов ванадия (0,24% ^{50}V и 99,76% ^{51}V) был выполнен в виде полого цилиндра (высотой 5 см, внешним диаметром 3 см, внутренним диаметром 2 см) и содержал 2,36 моля вещества. Образец располагался на расстоянии 16,3 см от центра мишени.

Спектры рассеянных на образце нейтронов регистрировались детектором нейтронов, который состоял из кристалла стильбена диаметром 6,3 см и толщиной 3,9 см, находящимся в контакте с ФЭУ-30. Для уменьшения фона нейтронов детектор располагали в массивной защите. Расстояние от детектора до центра рассеивателя составляло 1,98 м.

Контроль за выходом нейтронов из мишени осуществлялся детектором нейтронов, аналогичным основному детектору. Его располагали на расстоянии 3 м от центра мишени под углом 45° к направлению движения протонов. По площади под спектром моноэнергетических нейтронов проводилась нормировка спектров рассеянных нейтронов и осуществлялся контроль за работой ускорителя. Дополнительными мониторами служили всеволновый счетчик нейтронов и интегратор тока, который измерял заряд протонов, улавливших на мишень. Показания интегратора тока использовали для нормировки спектров рассеянных нейтронов, измеренных с вакуумированной мишенью и мишенью, заполненной тритием.

Абсолютная эффективность регистрации нейтронов детектором в диапазоне энергий от порога регистрации до 7 МэВ была получена из сравнения экспериментального и рекомендованного спектров мгновенных нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf . Рекомендованный спектр описывался распределением Максвелла с параметром $T = 1,42$ МэВ.

Блок-схема и принцип работы электронной аппаратуры спектрометра описаны в работе [6]. Ширина канала временного преобразователя равна 0,503 нс, дифференциальная и интегральная нелинейности – не хуже 1 и 0,5% соответственно.

Абсолютные значения сечений упругого и неупругого рассеяний нейтронов получены нормировкой на сечение (n-p)-рассеяния на водороде [7]. Для этой цели проведены измерения спектров нейтронов от образца полиэтилена под углом 45° , который имел высоту 5 см, диаметр 1 см и располагался в том же месте, что и образец из ванадия.

Методом Монте-Карло по программе, описанной в работе [8], была рассчитана поправка на ослабление и многократное рассеяние нейтронов в образце из ванадия. Процедура измерений состояла из серии последовательных измерений спектров рассеянных нейтронов на ванадии под углами 30° , 45° , 60° , 90° , 120° , 150° с образцом (эффект+фон) и без образца (фон) с мишенью, заполненной тритием. Аналогичные измерения проводили и с вакуумированной мишенью. Перед каждой серией осуществляли измерения спектров прямого потока, по которым контролировали работу ускорителя; форму пика нейтронов из мишени использовали для разделения упругого и неупругого процессов.

На рис.1 приведен аппаратный спектр нейтронов, рассеянных на ванадии под углом 90° . Стрелками на спектре показаны группы нейтронов, соответствующие возбуждению уровней ^{51}V [$q = -0,93$ МэВ, $q = -(1,609 + 1,813)$ МэВ, $q = -(2,419 + 2,545 + 2,675 + 2,699 + 2,79)$ МэВ], и пик упругорассеянных нейтронов. Разделение процессов упругого и неупругого рассеяний нейтронов на ванадии проводилось на временных спектрах. Для выделения упругорассеянных нейтронов использовался усредненный пик прямого потока, в форму которого были введены поправки, учитывающие многократные упругие взаимодействия нейтронов в образце и его конечные размеры. Метод подробно описан в работе [9].

На рис.2 приведены угловые распределения упругорассеянных нейтронов на ванадии, полученные в настоящей работе при начальной энергии нейтронов 4,82 МэВ, в сравнении с результатами работы

[2]. Как видно, результаты настоящей работы находятся в согласии с данными работы [2], а также с оценкой ENDL-78 (в пределах погрешности измерений, которая составляла 6%). Дважды дифференциальные сечения неупругого рассеяния нейтронов на ванадии приведены на рис.3.

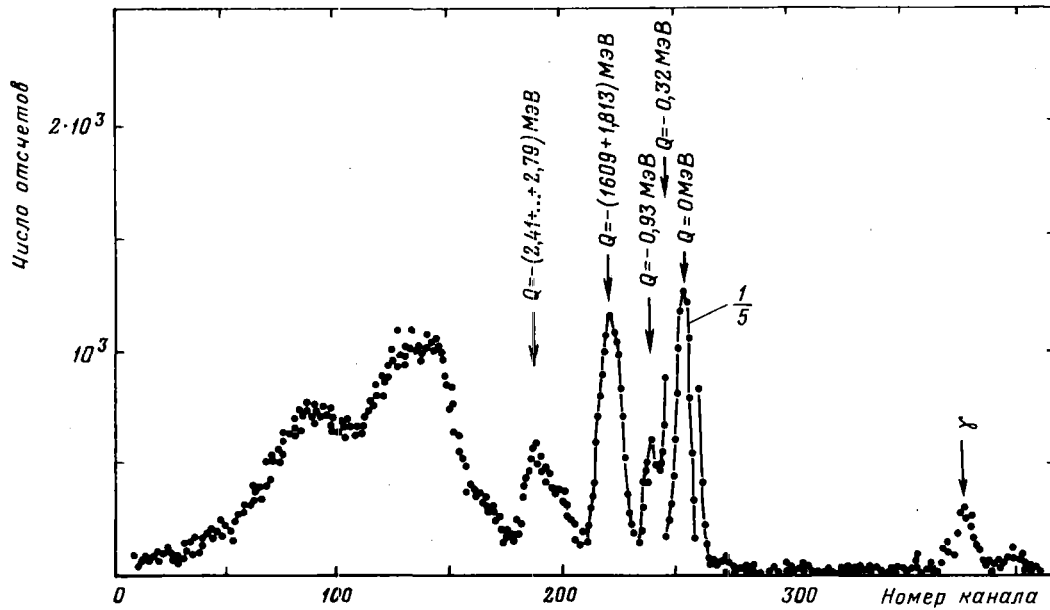


Рис.1. Аппаратурный спектр нейтронов, рассеянных на ванадии под углом $\theta = 90^\circ$ (фон вычтен)

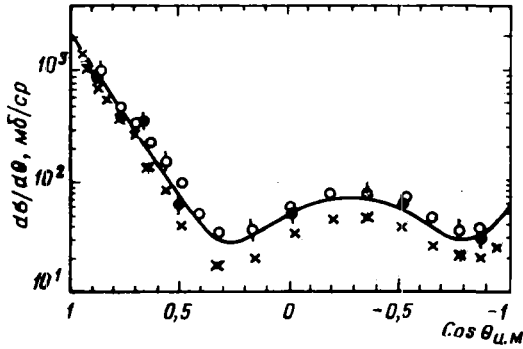


Рис.2. Угловые распределения упругорассеянных нейтронов на ванадии: \bullet - настоящая работа ($E_0 = 4,82$ МэВ); \circ - [2] ($E_0 = 5,5$ МэВ); \times - [2] ($E_0 = 4,56$ МэВ); — - оценка ENDL-78 ($E_0 = 4,82$ МэВ)

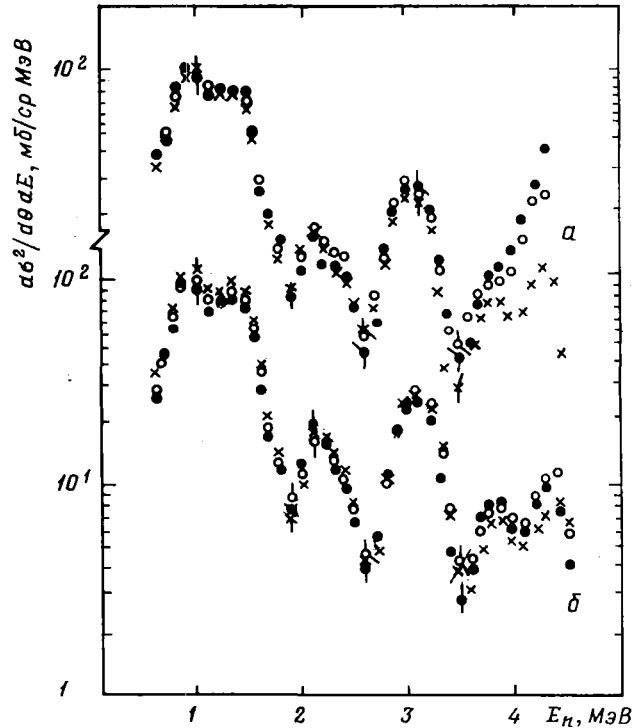


Рис.3. Дважды дифференциальные сечения неупругого рассеяния нейтронов на ванадии для а: \bullet - 30° ; \circ - 45° ; \times - 60° ; б: \bullet - 90° ; \circ - 120° ; \times - 150°

Используемый метод разделения упругих и неупругих процессов позволил выделить группу нейтронов, соответствующую возбуждению двух уровней 0,32 и 0,93 МэВ. Угловые распределения возбуждения суммы этих уровней приведены на рис.4. Видно, что уменьшение значения начальной энергии нейтронов приводит к увеличению значений сечений неупругорассеянных нейтронов. В работе [3] получено сечение неупругорассеянных нейтронов для угла 90° при энергии нейтронов 5 МэВ, которое хорошо согласуется с результатами настоящей работы для этого же угла.

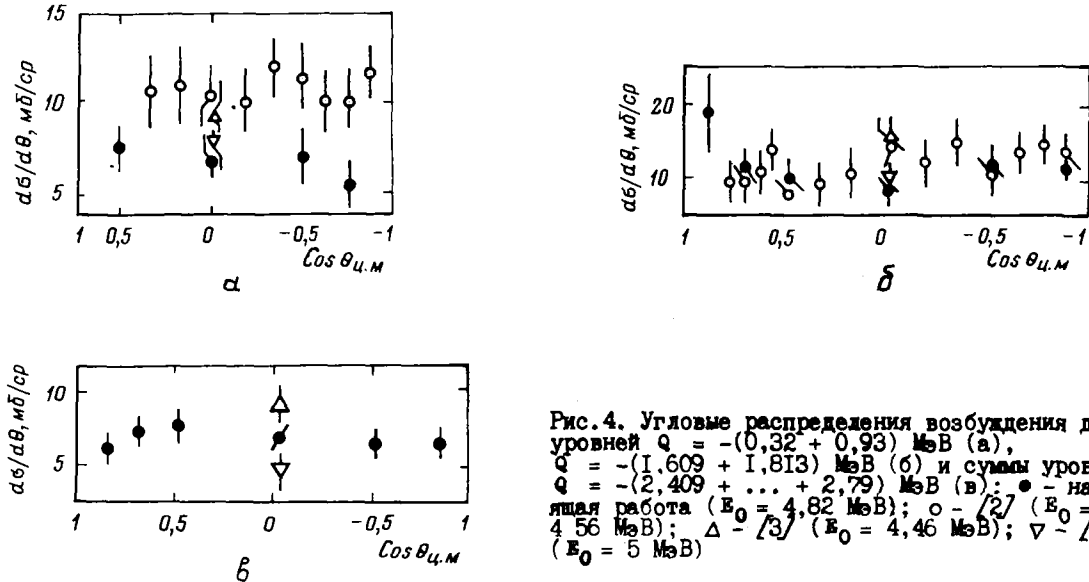


Рис.4. Угловые распределения возбуждения двух уровней $Q = -(0,32 + 0,93)$ МэВ (а), $Q = -(1,609 + 1,813)$ МэВ (б) и суммы уровней $Q = -(2,409 + \dots + 2,79)$ МэВ (в): \bullet - настоящая работа ($E_0 = 4,82$ МэВ); \circ - [2] ($E_0 = 4,56$ МэВ); Δ - [3] ($E_0 = 4,46$ МэВ); ∇ - [3] ($E_0 = 5$ МэВ)

Получены также угловые распределения неупругорассеянных нейтронов, соответствующие возбуждению группы уровней $Q = -(2,409 + 2,545 + 2,675 + 2,699 + 2,79)$ МэВ и $Q = -(1,609 + 1,813)$ МэВ. Отделение групп нейтронов проводилось на временных спектрах. Угловые распределения неупругорассеянных нейтронов, соответствующих возбуждению уровней 1,609 + 1,813 МэВ, полученные в настоящей работе, в сравнении с результатами работ других авторов приведены на рис.4,б. Данные работы [2] получены суммированием сечений возбуждения уровней 1,609 и 1,813 МэВ при начальной энергии нейтронов 4,56 МэВ. Данные работы [3] измерены под углом 90° для начальных энергий нейтронов 4,46 и 5,0 МэВ. Как видно из рисунка, результаты настоящей работы хорошо согласуются в пределах погрешностей измерений с результатами работы [2] для всех измеренных углов, кроме угла 90° .

Угловые распределения неупругорассеянных нейтронов, соответствующие возбуждению группы уровней $Q = -(2,409 + 2,545 + 2,675 + 2,699 + 2,79)$ МэВ приведены на рис.4,в, из которого видно, что данные настоящей работы для угла 90° находятся в согласии с данными работы [3].

Погрешности, приведенные на рис.2-4,б, включают в себя погрешности, связанные со статистикой зарегистрированных событий (3-10%), с введением поправки на ослабление и многократное рассеяние нейтронов в образце (4%), с определением эффективности регистрации нейтронов детектором (3-4%), со стабильностью работы аппаратуры (1,5%). Погрешности, связанные с отделением группы нейтронов, соответствующих возбуждению уровней (1,609 + 1,813) МэВ, имеют величину 5-22% для различных углов измерения. Для группы нейтронов, соответствующих возбуждению уровней (2,409 + ... + 2,79) МэВ, эта величина составляла 5-12%.

Числовые данные по дифференциальным сечениям и угловым распределениям, полученные в настоящей работе, будут переданы в Центр по ядерным данным Госкомитета по использованию атомной энергии СССР.

Список литературы

1. WRENDA 83/84. Vienna: IAEA, 1983: IMDC(SEG)-78/URSF.
2. Holmgvist B., Johanson S.G., Lodin G., Wiedling T. Nucl.Phys., 1970, v.A146, p.321.
3. Perey P.G., Kinney W.S. Rep. ORNL-4551. Oak Ridge, 1970.

4. Фетисов Н.И., Симаков С.П., Труфанов А.М. и др. Приборы и техника эксперимента, 1980, № 6, с.22.
5. Труфанов А.М., Нестеренко В.С., Ловчикова Г.Н. и др. Там же, 1979, № 2, с.50.
6. Симаков С.П., Ловчикова Г.Н., Сальников О.А. и др. Атомная энергия, 1981, т.51, вып.4, с.244.
7. Симаков С.П., Ловчикова Г.Н., Сальников О.А. и др. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1980, вып.4(39), с.7.
8. Попов В.И., Котельникова Г.В. Там же, 1974, вып.16, с.113.
9. Симаков С.П., Ловчикова Г.Н., Сальников О.А. и др. Там же, 1981, вып.5(44), с.23.

Статья поступила в редакцию 22 января 1987 г.

УДК 539.170

АНАЛИТИЧЕСКОЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЕ ПЛОТНОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ
ВЕРОЯТНОСТИ ПОЛНОГО НЕЙТРОННОГО СЕЧЕНИЯ

М. Э. Т а р а с к о, В. В. Ф и л и п п о в

THE ANALYTIC FORM OF TOTAL CROSS-SECTION PROBABILITY DISTRIBUTION. The gamma-distribution is used as analytical form for the total cross-section probability distribution; an example in the case of chromium for ten energy intervals is given.

Практическое использование результатов измерений энергетической зависимости полного нейтронного сечения, например ядер конструкционных материалов в области выше нескольких сот килоэлектрон-вольт, выявляет их значительную сглаженность вследствие недостаточности энергетического разрешения. Поэтому происходит недооценка эффектов резонансной структуры.

В групповом подходе энергетические зависимости сечения используются лишь для расчета значений начальных моментов M_k распределения сечения в пределах данной энергетической группы. Однако их более естественно определять по формуле

$$M_k = \int \sigma^k p(\sigma) d\sigma \quad (k = \pm 1, \pm 2, \dots), \quad (1)$$

где $p(\sigma)$ - плотность распределения величины σ , а интегрирование ведется по всем значениям, которые сечение σ принимает в данной энергетической группе.

Неизвестная функция $p(\sigma)$ удовлетворяет интегральному уравнению

$$\int p(\sigma) \exp(-\sigma t) d\sigma = T(t), \quad (2)$$

где $T(t)$ - так называемая функция пропускания, получаемая в экспериментах по пропусканию нейтронов через образцы исследуемого вещества различных толщин t . Это обстоятельство служит основанием для двухэтапного способа определения функции $p(\sigma)$. Первый этап (экспериментальный) состоит в формировании нужной группы нейтронов и измерении $T(t)$ для нее. На втором этапе (вычислительном) находят $p(\sigma)$ как решение [1] интегрального уравнения (2). Решение этого уравнения связано с рядом проблем, объединенных понятием некорректно поставленной задачи. Одна из таких проблем - неопределенность класса допустимых решений, поскольку формальная постановка задачи не накладывает практически никаких ограничений на этот класс. Наложение тех или иных ограничений на допустимые решения порождает различные подходы и методы определения $p(\sigma)$. Очевидно, всякий разумный подход должен основываться на таком ограничении класса допустимых решений, при котором получаемое решение, во-первых, не противоречит физическому смыслу и, во-вторых, обеспечивает "достаточно хорошее" описание экспериментальных данных. Один из таких подходов предполагает описание $p(\sigma)$ в виде суперпозиции "эффективных" δ -функций (метод подгрупп для учета изменений сечения в группе), определяемых из разложения [2] функции пропускания $T(t)$ на сумму экспонент методом наименьших квадратов. Другой подход - в виде подробной гистограммы (метод минимума направленного расхождения [3]). Однако каждый из этих подходов имеет свои недостатки: отсутствие плавности в распределении или же неудобства использования таблично заданной функции.

Указанных недостатков можно избежать, определив класс допустимых функций некоторым аналитическим выражением с неопределенными параметрами. Мы предлагаем в качестве такого выражения использовать γ -распределение:

$$\rho(\sigma) = c \sigma^{\alpha-1} \exp(-\beta\sigma) \quad (\text{при } \sigma > 0), \quad (3)$$

где α и β - параметры распределения; c - нормировочный множитель $[c = \beta^\alpha / \Gamma(\alpha)]$.

О целесообразности такого предложения свидетельствуют следующие соображения. Прежде всего величина $\rho(\sigma)$ должна удовлетворять свойствам плотности вероятности неотрицательной величины, т.е., во-первых, принимать лишь неотрицательные значения на всей оси аргумента, во-вторых, обращаться в нуль при отрицательных значениях σ , в-третьих, удовлетворять условию нормировки на единицу. Гамма-распределение удовлетворяет всем этим условиям. Кроме того, оно является простейшим (имеет наибольшую энтропию) среди двухпараметрических распределений [4] на положительной полуоси, что гарантирует от возникновения неоправданно детальной структуры $\rho(\sigma)$.

К достоинствам нашего выбора можно отнести также и то, что начальные моменты γ -распределения вычисляются просто, с помощью рекуррентных формул

$$M_{k+1} = \frac{\alpha+k}{\beta} M_k \quad (k = 1, 2, \dots);$$

$$M_k = \frac{\beta}{\alpha+k} M_{k+1} \quad (k = -1, -2, \dots),$$

так как $M_0 = 1$.

Наконец, γ -распределение удобно для интегрирования в уравнении (2), производя которое, получаем формулу для аппроксимации функции пропускания

$$T(t) = [\beta / (\beta + t)]^\alpha. \quad (4)$$

Вместо функции $T(t)$ удобнее (нагляднее эффект неэкспоненциальности) пользоваться функцией $S(t) = -\ln T(t)/t$, так называемым "наблюдаемым сечением". Из формулы (4) имеем

$$S(t) = \alpha \ln(\beta + t) / \beta. \quad (5)$$

Результат аппроксимации наблюдаемого сечения для интервала энергий нейтронов 0,28-0,66 МэВ по формуле (5) показан на рис.1,а, а соответствующая функция $\rho(\sigma)$ - на рис.1,б (кривая 1). Из рис.1,а видно, что кривая 1 дает в целом неплохое согласие с экспериментальными данными, однако ощущается тенденция к их спрямлению. Последнее обстоятельство подсказывает целесообразность некоторого усложнения аппроксимирующей формулы добавлением дополнительного параметра, так как не вся информация экспериментальной кривой исчерпана. С этой целью, не меняя общего вида распределения $\rho(\sigma)$, ограничим возможные значения сечений величиной σ_0 снизу и будем считать эту величину параметром распределения и соответственно аппроксимирующей формулы для наблюдаемого сечения. Тогда значение $\rho(\sigma)$ для $\sigma > \sigma_0$ запишется в виде

$$\rho(\sigma) = c (\sigma - \sigma_0)^{\gamma-1} \exp\left(-\frac{\gamma - \sigma_0}{\lambda}\right). \quad (6)$$

По сравнению с формулой (3) здесь вместо масштабного параметра β введено значение λ , а параметр α обозначен через γ .

Формула для аппроксимации наблюдаемого сечения приобретает вид $S(t) = \sigma_0 + \gamma \ln(1 + \lambda t)$.

Такое представление для плотности $\rho(\sigma)$ сохраняет все достоинства двухпараметрического представления, за исключением простоты формул для вычисления начальных моментов, которые в трехпараметрическом представлении приходится вычислять по формуле (1) с использованием численных методов. Зато, как видно из рис.1,а (кривая 2), при трехпараметрическом представлении описание эксперимента лучше.

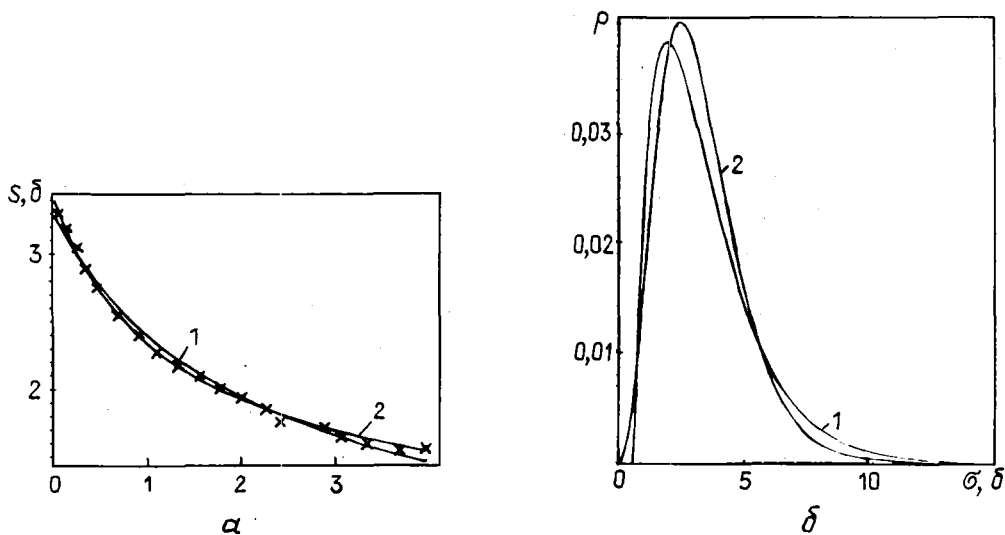


Рис. 1. Полное нейтронное сечение, измеренное с образцами варьируемой толщины (а), аналитическое представление плотности распределения этого сечения (б) хрома в интервале энергий 0,28-0,66 МэВ. Крестики - эксперимент; кривые 1 и 2 - расчет по двух- и трехпараметрическим распределениям; $\alpha = 3,949$; $\beta = 1,185$; $\sigma_0 = 0,615$; $\gamma = 1,871$; $\lambda = 1,528$

Плотность распределения $\rho(\sigma)$ для энергетического интервала 0,28-0,66 МэВ в представлении выражения (6) показана на рис. 1, б (кривая 2). Видно, что кривая 2 несколько уже кривой 1 и незначительно смещена в сторону больших сечений.

Предлагаемое описание плотности $\rho(\sigma)$ γ -распределением по формулам (3) и (6) опробовано на примере хрома для десяти энергетических интервалов в диапазоне 0,3-1,5 МэВ. Используются средние значения наблюдаемого сечения, согласующиеся с результатами более поздних измерений [5].

В таблице приведены результаты параметризации плотности $\rho(\sigma)$ двух- и трехпараметрическим γ -распределениями, а также рассчитанные по ним величины среднего сечения $\bar{\sigma}$ и фактора резонансной самоэкранировки f_t .

Параметры плотности $\rho(\sigma)$. Групповые константы полного нейтронного сечения хрома

Интервал ΔE , МэВ	Двухпараметрическое представление				Трехпараметрическое представление				
	α	β	$\bar{\sigma}$	f_t	σ_0	γ	λ	$\bar{\sigma}$	f_t
0,28-0,66	3,96	1,19	3,32	0,49	0,615	1,87	1,52	3,40	0,53
0,30-0,68	4,12	1,31	3,15	0,52	0,862	1,60	1,47	3,19	0,60
0,53-0,87	5,21	1,78	2,93	0,62	0,337	3,54	0,74	2,97	0,62
0,56-0,89	4,73	1,52	3,10	0,58	0,434	2,85	0,96	3,17	0,58
0,73-1,04	5,91	1,94	3,04	0,66	1,209	0,99	2,13	3,28	0,63
0,95-1,23	6,19	2,06	3,01	0,68	1,044	1,49	1,43	3,16	0,65
0,97-1,25	6,62	2,20	3,01	0,70	1,275	1,25	1,50	3,16	0,69
1,15-1,41	6,61	2,04	3,23	0,70	0,802	2,67	0,94	3,32	0,68
1,29-1,54	6,89	2,03	3,39	0,71	1,249	1,83	1,02	3,12	0,74
1,40-1,64	7,92	2,42	3,28	0,75	1,460	1,15	1,86	3,52	0,69

Список литературы

1. Филиппов В.В., Тараско М.З. Измерение плотности распределения полного нейтронного сечения. - В кн.: Нейтронная физика: Материалы III Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 9-13 июня 1975 г. М.: ЦНИИатоминформ, 1976, ч.2, с.57-61.

2. Филиппов В.В., Николаев М.Н., Тараско М.З. Распределения полного нейтронного сечения Al, Ti, Cr и U для быстрых нейтронов. - Бюллетень ИЦЯД, 1966, вып.3, с.93-101.
3. Тараско М.З. Об одном методе решения системы линейных уравнений: Препринт ФЭИ-156. Обнинск, 1969.
5. Каган А.М., Линник Ю.В., Рао С.Р. Характеризационные задачи математической статистики. М.: Наука, 1972, с.563.
5. Овдиенко В.Д., Скляр Н.Т., Сметанин Г.А. и др. Пропускание нейтронов для титана и хрома при энергиях вблизи 1 МэВ. - В кн.: Нейтронная физика: Материалы 6-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 2-6 октября 1983 г. М.: ЦНИИАтоминформ, 1984, т.3, с.73.

Статья поступила в редакцию 23 января 1987 г.

УДК 539.173.84

О ВОЗМОЖНОМ ВЛИЯНИИ КОРРЕЛЯЦИЙ МЕЖДУ ν И Γ_f
НА РЕЗОНАНСНУЮ БЛОКИРОВКУ $\bar{\nu}$

А. Г. Гусейнов, М. А. Гусейнов, Н. С. Работнов

ON THE POSSIBLE INFLUENCE OF THE CORRELATION BETWEEN ν AND Γ_f ON THE RESONANCE SHIELDING OF $\bar{\nu}$. The effect of a phenomenological positive correlation between the average number of fission prompt neutrons and fission width on the resonance self-shielding of $\bar{\nu}$ is considered. Both an estimate in the isolated resonances approximation and direct numerical calculations with Fermi-spectrum for $0,2 \text{ eV} \leq E_n \leq 50 \text{ eV}$ in ^{239}Pu show that the increase of $\bar{\nu}$ resulting from self-shielding may be 0,2-0,3%.

Зависимость от энергии возбуждения числа мгновенных нейтронов деления ν , усредненного по достаточно большому числу уровней делящегося ядра, можно с хорошей точностью считать линейной при энергии нейтронов, вызывающих деление ($E_n \geq 1 \text{ МэВ}$) [1]. Есть указания на вариации числа ν и в резонансной области. Они представляют интерес как для выяснения их физической природы, так и для учета их влияния на результаты реакторных расчетов. Эти вариации могут быть двух видов:

- случайные изменения от резонанса к резонансу, не обнаруживающие корреляции с другими характеристиками уровней (спины J , парциальные и полные ширины);
- систематические, обнаруживающие такую корреляцию.

Ясно, что учет вариаций первого вида может быть существенным в самых нижних энергетических группах, но с ростом энергии и числа резонансов в группе они должны усредняться. Вариации второго вида могут быть меньше по амплитуде, но приводить к некоторой зависимости от величин J и $\bar{\Gamma}_i$ и в усредненных величинах; следовательно, может возникать влияние на $\bar{\nu}$ резонансной самоэкранировки сечений, которое в принципе можно измерять в опытах на фильтрованных пучках или в интегральных экспериментах.

На возможность именно систематического эффекта указывают результаты, систематизированные в работе [2], в которой обнаружена приближенно линейная зависимость числа ν от обратной величины делительной ширины. Этот эффект заметнее всего для резонансов I^+ на ^{239}Pu , и авторы связывают его с реакцией (n, γ_f) , на возможность которой впервые было указано в работе [3]. Оценке влияния указанной корреляции на возможную "блокировку" $\bar{\nu}$ и посвящена настоящая работа.

Простейшая оценка возможной величины эффекта. В соответствии с феноменологической закономерностью, обнаруженной в работе [2], предполагаем, что число ν следующим образом зависит от делительной ширины резонанса Γ_f :

$$\nu = \nu_0 \left[1 - \Delta / \Gamma_f \right]. \quad (1)$$

Выражение (I) надо усреднить с весом, равным вкладу рассматриваемого резонанса в сечение деления; в приближении изолированных резонансов это - площадь под резонансной кривой. В отсутствии блокировки она пропорциональна $\Gamma_n \Gamma_f / \Gamma$, а при наличии блокировки зависит от парциальных ширин более сложно. В дальнейшем усреднение по статистическим распределениям парциальных ширин резонансов с указанным весом будем обозначать в угловых скобках. Флуктуации делительной и приведенной нейтронной ширин можно считать независимыми, а незначительными флуктуациями радиационной ширины можно пренебречь и считать ее постоянной. Кроме того, для резонансов делящихся ядер справедливы неравенства $\Gamma_n \ll \Gamma_f$, $\Gamma_n \ll \Gamma_f'$, и полную ширину можно приближенно считать равной сумме делительной и радиационной: $\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_f$. Существование реакции $(n, \gamma f)$ должно приводить к тому, что делительная ширина разбивается на два слагаемых: $\Gamma_f = \Gamma_{\gamma f} + \Gamma_f'$, где $\Gamma_{\gamma f}$, как и радиационная ширина, не флуктуирует, а Γ_f' подчиняется распределению Портера - Томаса со средним значением $\bar{\Gamma}_f'$. Тогда, усредняя выражение (I), получим

$$\langle \nu \rangle = \nu_0 \left(1 - \frac{\Delta}{\bar{\Gamma}_f'} \left\langle \frac{1}{x + \beta} \right\rangle \right), \quad (2)$$

где $x = \Gamma_f' / \bar{\Gamma}_f'$; $\beta = \Gamma_{\gamma f} / \bar{\Gamma}_f'$. Поскольку $\langle x \rangle = 1$, а $\left\langle \frac{1}{x + \beta} \right\rangle \approx 1$ при отсутствии блокировки, можно ожидать, что с усилением блокировки влияние флуктуаций ослабевает и $\left\langle \frac{1}{x + \beta} \right\rangle$ приближается к единице. Само изменение ее при этом также порядка единицы. Тогда максимальное изменение (увеличение) $\langle \nu \rangle$ в результате блокировки должно соответствовать $\Delta / \bar{\Gamma}_f'$. Согласно данным работы [2], величина $\Delta \approx 0,22$ МэВ для резонансов $I^+ 239\text{Pu}$, а $\bar{\Gamma}_f' \approx \bar{\Gamma}_f \approx 40$ мэВ. Таким образом, возможное изменение числа $\langle \nu \rangle$ из-за блокировки не превышает 0,5%. Эта величина, если она реальна, не является пренебрежимо малой. Поэтому следует провести более детальную оценку.

Расчет в приближении изолированных резонансов. Предположим, что зависимость полного сечения σ_t и сечения деления σ_f от энергии E_0 вблизи S-резонансного уровня описывается одноуровневой формулой Брейта - Вигнера $\sigma_t(E) = a \Gamma_n \Gamma_f / [(E - E_0)^2 + (\Gamma/2)^2]$. Здесь $a = g \pi \lambda^2$, где λ - длина волны нейтрона; $g = (2J + 1) / 2(2I + 1)$; I, J - спин ядра-мишени и резонанса соответственно. Сечение деления $\sigma_f = \sigma_t \Gamma_f' / \Gamma$. Тогда определим площадь под резонансом в сечении деления с учетом блокировки:

$$\Sigma = \int_{-\infty}^{\infty} dE \exp[-\sigma_t(E)n] \sigma_f(E) = 2\pi a \frac{\Gamma_n \Gamma_f'}{\Gamma} \exp(-2an\eta_n) I_0(2an\eta_n),$$

где $\eta_n = \Gamma_n / \Gamma$; n - эффективная толщина поглотителя, ядро/б; I_0 - функция Бесселя третьего рода. Введем дополнительные обозначения $\Gamma_n / \bar{\Gamma}_n = y$, $\Gamma_f' / \bar{\Gamma}_f' = \alpha$, $c = \alpha + \beta$, $\bar{\Gamma}_n / \bar{\Gamma}_f' = \varepsilon$ и функцию распределения Портера - Томаса (χ^2 -распределение с числом степеней свободы ν)

$$\varphi_\nu(z) dz = \frac{(\nu z/2)^{\nu/2-1} \exp(-\nu z/2) dz}{\Gamma(\nu/2)} \frac{\nu}{2} \quad (3)$$

и будем в дальнейшем считать, что величина y подчиняется распределению (3) с числом $\nu = \nu_n = 1$, а величина x - тому же распределению с $\nu = \nu_f = 1$ (или 2). Тогда искомая усредненная величина $\langle 1/(x + \beta) \rangle$ в формуле (2) выражается следующим образом:

$$\langle x \rangle \equiv \left\langle \frac{1}{x + \beta} \right\rangle = I_{\nu_n \nu_f}^0(c, g) / [I_{\nu_n \nu_f}^1(c, g) + \beta I_{\nu_n \nu_f}^0(c, g)], \quad (4)$$

где $g = 2an\varepsilon$, а интегралы

$$I_{\nu_\mu}^l(c, g) = \int_0^\infty \int_0^\infty dx dy \varphi_\nu(y) \varphi_\mu(x) \frac{\varepsilon y x^l}{x+c} \exp[-gy/(x+c)] I_0[gy/(x+c)]. \quad (5)$$

Выражение (5) интегрированием по y сводится к однократному интегралу, который имеет вид

$$I_{11}^{\ell}(c, g) \sim \int_0^{\infty} \frac{dx \exp(-x/2) x^{\ell} E(k)}{\sqrt{x(x+c)(x+c+4g)}} \quad \text{при } \nu_f = 1; \quad (6)$$

$$I_{12}^{\ell}(c, g) \sim \int_0^{\infty} \frac{dx \exp(-x) x^{\ell} E(k)}{\sqrt{(x+c)(x+c+4g)}} \quad \text{при } \nu_f = 2, \quad (6')$$

где $E(k)$ - полный эллиптический интеграл; $k = \sqrt{4g/(x+c+4g)}$. В этих выражениях опущены некоторые общие множители, не зависящие от индекса ℓ , а поэтому сокращающиеся в выражении (4), и знаки равенства заменены на знак пропорциональности.

Прежде всего вычислим выражения (6)-(6') для предельных случаев нулевой ($g=0$) и бесконечной ($g \rightarrow \infty$) толщин поглотителя. В первом случае $k=0$ и $E(0)=\pi/2$, а во втором $k=1$ и $E(1)=1$. Непосредственное интегрирование и подстановка в выражение (4) дает:

при $g=0$

$$\langle z \rangle = \left[\sqrt{\frac{2c}{\pi}} \frac{\exp(-c/2)}{Ezfc(\sqrt{c/2})} - c + \beta \right]^{-1}, \quad \nu_f = 1; \quad (7)$$

$$\langle z \rangle = -Ei(-c) / [\exp(-c) + (c - \beta)Ei(-c)], \quad \nu_f = 2; \quad (7')$$

при $g \rightarrow \infty$

$$\lim \langle z \rangle = \frac{2}{c} \left[\frac{K_1(c/4)}{K_0(c/4)} - 1 \right]^{-1}, \quad \nu_f = 1; \quad (8)$$

$$\lim \langle z \rangle = \left[\frac{\Gamma(3/2, c)}{\Gamma(1/2, c)} - c \right]^{-1}, \quad \nu_f = 2, \quad (8')$$

где $\Gamma(a, x)$ - неполная γ -функция; $K_{\rho}(x)$ - функция Макдональда; $E_i(x)$ - интегральная экспонента [$E_i(-x) < 0$]. В предположении монотонной зависимости эффекта от величины g его максимальное значение имеет вид разности $\Delta z = \langle z(g=0) \rangle - \langle z(g=\infty) \rangle$. Поведение $\Delta z(c)$ иллюстрируется кривыми на рис.1.

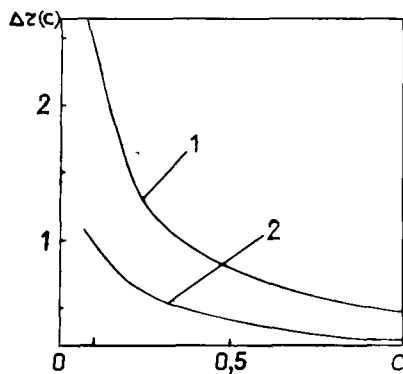


Рис.1. Зависимость $\Delta z = z(0) - z(\infty)$ от c для ν_f , равных 1 и 2 (соответственно кривые 1 и 2)

При произвольных значениях g интегралы (6)-(6') приходится брать численно. Примеры полученных зависимостей $z(c, g, \beta)$ приведены на рис.2 для значений параметров в интервалах $0,2 \leq c \leq 1$, $0 \leq g \leq 1,5$ и $0 \leq \beta \leq 2$. В этих пределах меняются значения c и g в реальных слу-

чаях. Оценка величины $\beta = \Gamma_{ff} / \bar{\Gamma}_f^1$ является достаточно неопределенной [2,4]. Нефлюктуирующая величина Γ_{ff} не должна превышать минимальных наблюдаемых значений $\bar{\Gamma}_f$, а они у делящихся ядер составляют несколько миллиэлектронвольт. Результирующие значения β заведомо укладываются в указанный выше интервал $\beta \leq 0,2$.

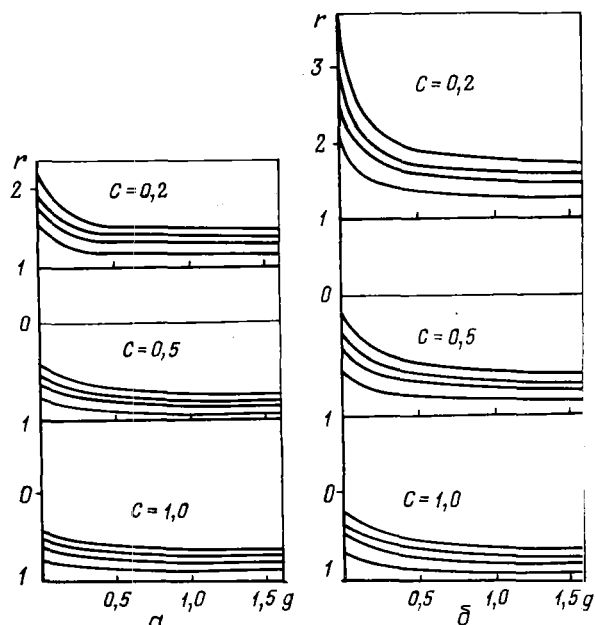


Рис.2. Зависимость $z(\nu_f, c, g, \beta)$, определяемая выражениями (4)-(6): а - $\nu_f = 2$; б - $\nu_f = 1$. Для каждого набора из четырех кривых значения β равны 0; 0,05; 0,1; 0,2 (сверху вниз)

Обсуждение результатов. Обсудим полученные результаты на примере ядра ^{239}Pu , для которого можно ожидать максимальной величины эффекта в связи со следующими особенностями:

- наибольшей наблюдаемой величиной коэффициента $\Delta / \bar{\Gamma}_f$ в выражении (1) для спиновой подсистемы резонансов I^+ ;
- наибольшим по сравнению с остальными делящимися ядрами ^{235}U и ^{233}U средним расстоянием между резонансами и выраженностью резонансной структуры, увеличивающей эффект блокировки.

Хотя резонансная структура сечений ^{239}Pu проанализирована примерно до 500 эВ, наиболее надежные данные о средних ширинах и сечениях для двух спиновых подсистем сосредоточены в области до 200 эВ. При более высоких энергиях учащается пропуск уровней и затрудняется идентификация резонансов по спину. Рассмотрим интервал до 200 эВ. Необходимые для оценок данные собраны в таблице. Границы энергетических интервалов в большинстве случаев совпадают с границами групп в 26-групповой системе констант. Ниже 10 эВ имеются всего три резонанса, и оценка с использованием статистических методов там явно неприменима.

Данные по средним характеристикам подсистем резонансов 0^+ и I^+ ^{239}Pu

Средние характеристики	$E_{\min} - E_{\max}$, эВ			
	10-21,5	21,5-46,5	46,5-100	100-200
$\bar{\Gamma}_f^{I^+}$, мэВ	55	29	43	29
$\bar{\sigma}_f^{I^+}$, б	73,1	14,9	25,3	7,7
$\bar{\Gamma}_f^{0^+}$, мэВ	650	112	1970	1030
$\bar{\sigma}_f^{0^+}$, б	10,9	2,5	33,8	11,7

Примечание. E_{\min} и E_{\max} - границы рассматриваемого энергетического интервала.

Средние ширины рассчитаны по оцененным данным [5], а средние значения сечений вычислены с помощью пакета программы ГРУКОН [6] также на основе оцененных данных. Малое значение константы $\Delta / \bar{\Gamma}_f$ в выражении (2) для резонансов 0^+ (она, по крайней мере, на порядок меньше, чем для I^+),

их очень большая средняя делительная ширина и, как следствие, небольшая величина сечения в максимумах позволяют предположить, что для этой спиновой подсистемы блокировка числа $\bar{\nu}$ полностью отсутствует, а блокировка сечений заметно меньше. Поэтому эффекта можно ожидать только в тех группах, где вклад резонансов I^+ в суммарное сечение деления является преобладающим. Как видно, из таблицы, таких групп две: 10-21,5 и 21,5-46,5 эВ. Отношение $\bar{\sigma}_f^{1+}/\bar{\sigma}_f^{0+}$ в этих интервалах равно 6,7 и 6,0 соответственно; в пределах точности нашей оценки вкладом уровней 0^+ можно пренебречь. В остальных группах это отношение примерно равно или меньше единицы и должно уменьшаться с увеличением самоэкранировки резонансов, так что эффект блокировки $\bar{\nu}$ в этих группах можно считать малым.

Радиационная ширина примерно постоянна и равна 43 мэВ [5], а для объединенной группы 10-46,5 мэВ $\bar{\Gamma}_f = 42$ мэВ (см. таблицу). Поэтому в формулах, полученных выше, следует принять $s=1$. Несмотря на отмеченную неопределенность в значении Γ_{pf} , ясно, что эта величина составляет малую долю $\bar{\Gamma}_f$, поэтому для оценки можно считать $\beta = 0$. Согласно результатам, представленным на рис. 1, при $s = 1$ и $\nu_f = 1$ при выходе блокировки $\bar{\nu}$ на насыщение $\Delta z \approx 0,5$ и соответствующее этому относительное увеличение числа ν составляет примерно $0,5 \Delta / \bar{\Gamma}_f \approx 0,25\%$.

Использованное приближение изолированных резонансов является довольно грубым, поэтому для уточнения оценки можно провести численный расчет с учетом реальной резонансной структуры, сохраняя основное предположение о том, что корреляция ν с делительной шириной резонанса описывается выражением (1).

Численный расчет по оцененным резонансным параметрам. Ввиду того, что использованное выше приближение изолированных резонансов является довольно грубым, было решено провести прямой численный расчет числа $\langle \nu \rangle$ для нескольких толщин поглотителя с использованием детальной информации о сечении деления и полном сечении ^{239}Pu в резонансной области. В этом случае

$$\langle \nu \rangle = \frac{\int_{E_{\min}}^{E_{\max}} dE \Phi(E) \sum_{i=1}^N \nu_i \bar{\sigma}_{fi}(E) \exp \left[-t n \sum_{i=1}^N \bar{\sigma}_{ti}(E) \right]}{\int_{E_{\min}}^{E_{\max}} dE \Phi(E) \sum_{i=1}^N \bar{\sigma}_{fi}(E) \exp \left[-t n \sum_{i=1}^N \bar{\sigma}_{ti}(E) \right]}, \quad (9)$$

где $\Phi(E)$ - спектр нейтронов, падающих на поглотитель; индекс i нумерует резонансы, а вклад каждого резонанса в сечение определяется его параметрами в формализме Адлер - Адлера

$$\bar{\sigma}_{fi}(E) = \frac{1}{\sqrt{E}} \frac{A_{fi}(E - \varepsilon_i) + B_{fi}}{(E - \varepsilon_i)^2 + G_i^2} \quad (10)$$

и для полного сечения аналогично другим параметрам A_{ti} и B_{ti} . Значение числа мгновенных нейтронов деления через заданный резонанс по-прежнему определяется выражением $\nu_i = \nu_0^J (1 - \Delta^J / \Gamma_{fc}^J)$. Величины ν_0^J и Δ^J , по данным работы [2], почти не зависят от спина J : $\nu_0^1 = 2,87$; $\nu_0^0 = 2,88$; $\Delta^1 \nu_0^1 = 0,7$ мэВ; $\Delta^0 \nu_0^0 = 0,74$ мэВ (нужно, однако, не забывать, что эффект определяется безразмерным отношением Δ^J / Γ_{fc}^J , а оно для $J=0$ примерно в 50 раз меньше, чем для $J=1$). Параметры A, B, ε, G в выражении (10) были взяты из оценки работы [7], наиболее точно описывающей поведение сечений ^{239}Pu в резонансной области. Полное число членов в суммах выражения (9) $N = 217$. Рассматривался энергетический интервал $E_{\min} = 0,2$ эВ, $E_{\max} = 50$ эВ, в качестве нейтронного спектра был выбран фермиевский $\Phi(E) = 1/E$, плотность поглотителя n принималась равной $0,504 \cdot 10^{23}/\text{см}^3$.

С вычислительной точки зрения следует отметить одно существенное различие между оценкой по формуле (2) и расчетами с использованием выражения (9). В формуле (2) эффект выделен в виде малого слагаемого, при котором необходимо оценить величину коэффициента; особой точности расчета при этом не требуется. В выражении (9), наоборот, для выявления слабой зависимости $\langle \nu \rangle(t)$ следует вычислять интегралы от весьма сложных функций с высокой точностью. Для толщин поглотителя t , равных 0,05; 0,1; 0,15 и 0,6 см, были получены величины эффекта 0,19; 0,26; 0,29 и 0,38% соответственно в качественном согласии с оценкой работ [2-4].

Проведенные оценки дают небольшую величину, примерно равную 0,2-0,3% для эффекта блокировки числа $\bar{\nu}$, сосредоточенного в нижних энергетических группах резонансной области. Его вряд ли можно заметить в экспериментах на фильтрованных пучках и в интегральных опытах. Однако в последнее время появились данные (см. работу [5] и использованные там работы) о возможном существовании систематического различия около 2% в средних значениях числа $\bar{\nu}$ для резонансов 0^+ и 1^+ ^{239}Pu . Если это подтвердится, то рассматриваемый эффект блокировки числа $\bar{\nu}$ при сохранении знака должен возрасти и приблизиться к 1%. На наш взгляд, этот вопрос заслуживает дальнейшей расчетной проработки, включая его возможное влияние на температурный эффект в реакторах.

Список литературы

1. Гангрский Ю.П., Далхсурэн Б., Марков Б.Н. Осколки деления ядер. М.: Энергоатомиздат, 1986, с.105.
2. Trochon J. La réaction $(n, \gamma f)$ dans les resonances induites par neutrons lents dans ^{239}Pu , ^{235}U , ^{241}Pu . - In: Proc. 4th IAEA symp. on physics and chemistry of fission. Julich, 1979, v.1, p.87.
3. Stavinsky V.S., Shaker M.O. The $(n, \gamma f)$ -process. - Nucl. Phys., 1965, v.62, p.667.
4. Буагов Ю., Trochon J., Shackleton D. Experimental evidence for the $(n, \gamma f)$ -react. on. Gamma ray multiplicity in ^{239}Pu fission induced by neutrons. - Ibid., 1973, v.A216, p.395.
5. Анципов Г.В., Баханович Л.А., Марков В.Ф. и др. Оценка ядерных данных для ^{239}Pu . Часть I. Область разрешенных резонансов 10^{-5} -660 эВ: Препринт № 12 ИТМ АН БССР. Минск, 1981.
6. Синица В.В. Пакет ГРУКОН: Препринт ФЭИ-1188. Обнинск, 1981.
7. Колесов В.В., Лукьянов А.А. Параметры многогруппового анализа сечений ^{239}Pu в резонансной области: Препринт ФЭИ-1404. Обнинск, 1983.
8. Walsh R.L., Boldeman J.W. Spin dependence of $\bar{\nu}_p$ and \bar{E}_k for ^{239}Pu (n, f) in the resonance region. - Nucl. Phys., 1986, v.A451, p.113.

Статья поступила в редакцию 26 января 1987 г.

УДК 519.24:539.1.08

МЕТОДИКА РАСПОЗНАВАНИЯ И УСТРАНЕНИЯ ГРУБЫХ ВЫБРОСОВ В ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ЗАВИСИМОСТЯХ

С. В. И г н а т ь е в, А. А. Ш и м а н с к и й

THE TECHNIQUE OF IDENTIFICATION AND ELIMINATION OF RAUGH EXCURSIONS IN EXPERIMENTAL DEPENDENCIES. The technique of identification and elimination of excursions, based on the calculation of "disagreement factors" between a single point and a group of points, is suggested. The technique has been verified on model decay curves and tested on experimental decay curves of delayed neutrons.

Появление грубых выбросов экспериментальных точек практически неизбежно при проведении широкого класса физических измерений и может быть связано с различного рода сбоями в работе электронной аппаратуры, наводками от внешних возмущений и т.п. В результате на почти гладких измеренных зависимостях возникают отдельные точки или группы точек, резко выпадающих из общего хода кривых. При последующей математической обработке экспериментальной информации выбросы могут привести к значительным погрешностям в оценках параметров измеренных зависимостей, особенно если для обработки используются методы, не обладающие достаточной устойчивостью к разбросу экспериментальных данных.

Примером подобной ситуации может служить параметризация сложной кривой распада методом наименьших квадратов, оценки которого весьма чувствительны к разбросу вообще [1].

Задача коррекции выбросов в ряде случаев не является тривиальной (при обработке очень больших массивов данных или при необходимости автоматического анализа on line поступающей инфор-

мации), поэтому актуальна разработка эффективных методов распознавания и отбраковки выбросов для предварительной обработки данных.

Математическая постановка задачи. Предположим, что эксперимент дает возможность измерить совокупность значений y_i некоторой функции $f(x)$ в точках x_i (вообще говоря, аргумент x может быть вектором). Будем исходить также из того, что из теоретических соображений известен общий вид функции f и с помощью экспериментальной информации требуется оценить значения параметров a_k этой функции. Таким образом, задача о параметризации данных y_i методом наименьших квадратов может быть записана в виде

$$\frac{\partial}{\partial a_k} \left\{ \sum_{i=1}^n [y_i - f(x_i, \vec{a})]^2 \omega_i \right\} = 0, \quad k=1, 2, \dots, m, \quad (I)$$

где n - число экспериментальных значений y_i ; ω_i - веса этих значений; m - число определяемых параметров.

Используем систему уравнений (I) для построения коэффициентов рассогласования значения y_s с остальными измеренными значениями функции f [2]. Для этого при $\omega_i = 1 (i=1, 2, \dots, n)$ вычислим параметры $\vec{a}^{(0)}$ и найдем суммы квадратов отклонений:

$$\sigma_{(0)}^2 = \sum_{i=1}^n [y_i - f(x_i, \vec{a}^{(0)})]^2 \omega_i.$$

Припишем далее точке y_s нулевой вес ($\omega_s = 0$) и повторим решение задачи. В результате получим вектор параметров $\vec{a}^{(s)}$ и сумму квадратов отклонений:

$$\sigma_{(s)}^2 = \sum_{i=1}^n [y_i - f(x_i, \vec{a}^{(s)})]^2 \omega_i.$$

Изменяя индекс s от 1 до n , получим $\sigma_{(s)}^2$ для всех измеренных значений y_i . Коэффициент рассогласования введем следующим образом:

$$F_s = [\sigma_{(0)}^2 - \sigma_{(s)}^2] / \sigma_{(0)}^2. \quad (2)$$

Свойства величин F_s обсуждаются в работе [2]. В частности, заметим, что асимптотическое при $n \rightarrow \infty$ значение F_s равно отношению квадрата отклонения наблюдаемого значения y_s от $f(x_s)$ к дисперсии $D(y)$. При реальных значениях n использование F_s в качестве меры отклонений экспериментальных величин от истинной функции $f(x_s)$ требует проведения предварительной градуировки на псевдостатистических моделях.

Процедура распознавания и отбраковки грубых выбросов ставит своей целью восстановление информации о параметрах \vec{a} , содержащейся в данных y_i . В свою очередь, величиной, обратной количеству информации о параметре, является дисперсия этого параметра, оцененная по экспериментальным данным [1]. Поэтому градуировка параметров F_s должна проводиться следующим образом:

- методом Монте-Карло оцениваются дисперсии восстанавливаемых параметров при заданном уровне разброса в значениях y_i , но при отсутствии выбросов;
- при наличии выбросов оцениваются те же дисперсии, полученные при различных алгоритмах отбраковки выбросов;
- подмножество алгоритмов отбраковки, на котором дисперсии в случаях отсутствия или наличия выбросов совпадают, считается удовлетворяющим поставленной цели.

В простейшем случае алгоритм отбраковки по параметрам F_s сводится к учету точки y_s , если $F_s \leq F^*$, и неучету этой точки, если $F_s > F^*$, при вычислении параметров \vec{a} . Таким образом, множество алгоритмов отбраковки можно рассматривать как множество значений F^* .

Итерационный алгоритм отбраковки. Предположим, что для данной совокупности измеренных значений y_i функции f найдено такое значение коэффициента рассогласования F^* , что точка y_s , для

которой $F_S > F^*$, является выбросом. Используя параметризацию данных y_i по методу наименьших квадратов, построим следующий итерационный алгоритм:

1. Для каждой точки y_i ($i = 1, 2, \dots, n$) последовательно вычисляем коэффициенты расогласования $F_i^{(0)}$ по формуле (2).
 2. Если $F_i^{(0)} > F^*$, значение y_i считаем выбросом и вес этой точки ω_i в задаче (I) принимаем равным нулю, т.е. i -я точка отбраковывается.
 3. С учетом п.2 повторяем вычисления $F_i^{(1)}$ и проводим отбраковку и обнуление весов $\omega_i^{(1)}$ тех точек y_i , для которых $F_i^{(1)} > F^*$ ($i = 1, 2, \dots, n$).
 4. Продолжаем итерационный процесс согласно п.3 до тех пор, пока на z -м шаге для всех точек y_i не выполнится соотношение $F_i^{(z)} \leq F^*$, $i = 1, 2, \dots, n$.
- В начале итерационного процесса веса всех точек ω_i в задаче (I) равны единице.

Применение алгоритма для устранения выбросов в сложных кривых распада. Кривой распада будем называть обычную экспериментальную гистограмму [3]:

$$y_i = \int_{t_i}^{t_{i+1}} f(t) dt, \quad i = 1, 2, \dots, n,$$

где t_i - границы каналов временного анализатора; y_i - статистика в i -м канале; $f(t) =$

$= \sum_{k=1}^m \alpha_k \exp(-\lambda_k t) + \alpha_0$ - функция спада активности облученного образца (α_0 - фон); α_k - начальные активности; λ_k - постоянные распада.

Для анализа был выбран спад активности запаздывающих нейтронов при делении нуклида ^{235}U тепловыми нейтронами. По данным трехгрупповой параметризации этого спада на ЭВМ была рассчитана идеальная кривая В:

$$b_i = \sum_{k=1}^3 c_k \exp\left(-\frac{\ln 2}{T_k} t_i\right) \left\{ 1 - \exp\left[-\frac{\ln 2}{T_k} (t_{i+1} - t_i)\right] \right\} + c_0 (t_{i+1} - t_i),$$

где $c_k = \alpha_k T_k / \ln 2$; $c_0 = \alpha_0$; T_k - периоды полураспада.

Из идеальной кривой псевдоэкспериментальные (рандомизированные) кривые Y_α получались следующим образом:

$$y_{\alpha_i} = b_i \left(1 + \sigma \delta_{\alpha_i} \sqrt{b_1 / b_i} \right), \quad i = 1, 2, \dots, n,$$

где α - начальный параметр выборки последовательности нормально распределенных чисел δ_{α_i} , которые вырабатывались программой GAUSS [4]; σ - стандартное отклонение первой точки. Множитель $\sqrt{b_1 / b_i}$ введен для учета зависимости стандартного отклонения от набранной в канале статистики.

Моделирование выбросов проводилось таким образом. Пусть Q - вероятность появления выбросов в кривой Y_α . Тогда $P = 1 - Q$ есть вероятность того, что в кривой нет выбросов. Для получения нужного соотношения числа нормальных точек и выбросов, проводилось сравнение чисел Δ_i , равномерно распределенных на отрезке $[0, 1]$, с заданным значением $P \leq 1$ и увеличение в 100 раз тех значений δ_{α_i} , для которых $\Delta_i \geq P$. В результате было смоделировано шесть серий псевдоэкспериментальных кривых Y_α (20 кривых в серии) с заданными вероятностями появления выбросов: $Q_1 = 0$; $Q_2 = 0,01$; $Q_3 = 0,05$; $Q_4 = 0,1$; $Q_5 = 0,2$; $Q_6 = 0,5$.

Обработка модельных кривых. Для сведения к минимуму волевых решений при выборе значения F^* были предварительно обработаны псевдоэкспериментальные кривые. Целью такой обработки являлось проведение градуировки значений F_S для использования их в качестве меры отклонений экспериментальных значений от истинной функции $f(x)$. Для каждой серии псевдоэкспериментальных кривых оценивались выходы трех групп запаздывающих нейтронов и фоновый компонент. Далее по стандартным формулам рассчитывались ожидания \bar{x}_k и дисперсия $\sigma_{x_k}^2$ оцениваемых выходов групп:

$$\bar{x}_k = M(x_k) = \sum_{i=1}^{\ell} x_{ik} / n ;$$

$$\sigma_{x_k} = \sqrt{D(x_k)} = \sqrt{\left[\sum_{i=1}^{\ell} (\bar{x}_k - x_{ik})^2 \right] / (n-m)} ,$$

где n - число точек кривой; ℓ - число кривых в серии; m - число оцениваемых параметров.

Для сравнительного анализа на рис. I представлены графики зависимости относительной погрешности $\varepsilon_k = \sqrt{D(x_k)} / M(x_k)$ от коэффициента рассогласования во всем допустимом диапазоне значений, т.е. при $F^* \in [0, n]$.

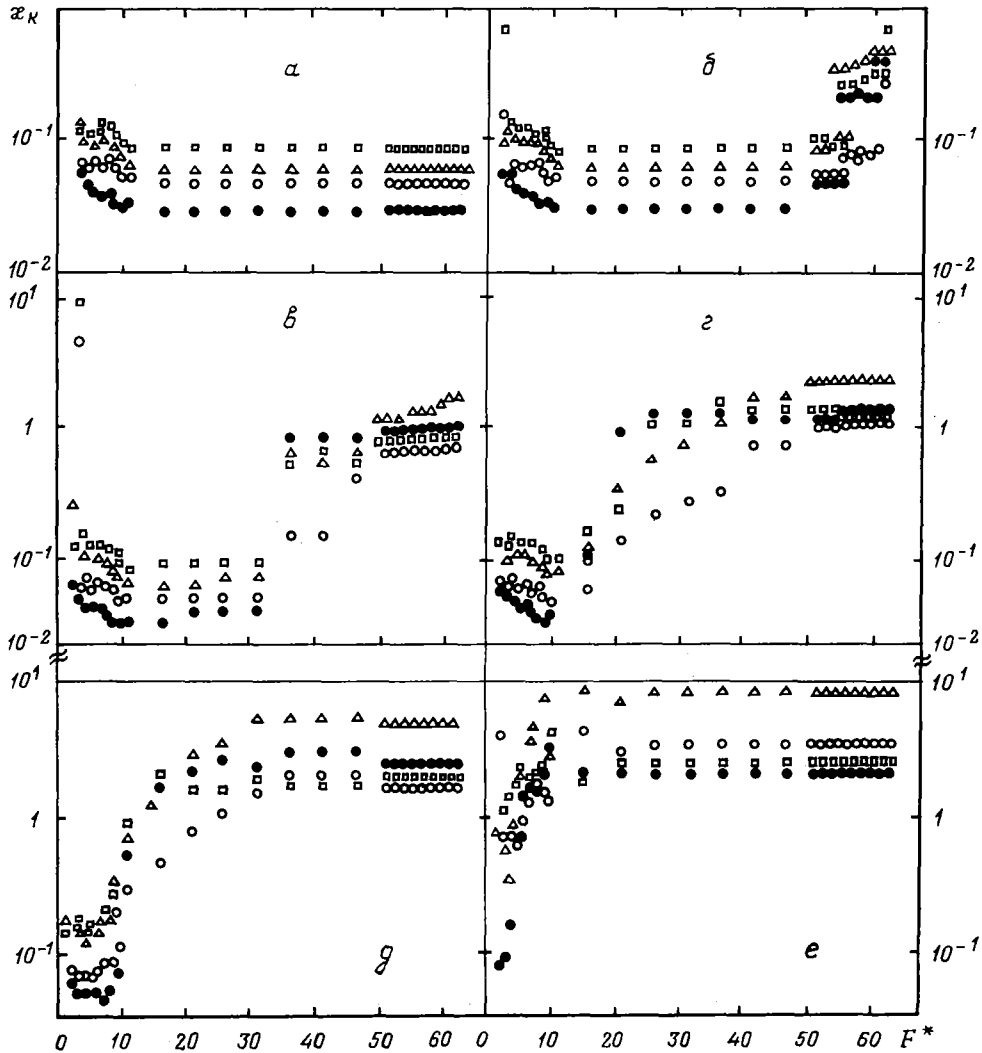


Рис. I. Зависимость относительной погрешности ε_k от коэффициента рассогласования $F^* \in [0, n]$ при различной вероятности Q появления выбросов в модельных кривых: а-е - значения Q , соответственно равные 0; 0,01; 0,05; 0,1; 0,2; 0,5; ● - фон; Δ - $T_{1/2} = 55,6$ с; \square - $T_{1/2} = 22,7$ с; \circ - $T_{1/2} = 6,2$ с

Общим в поведении зависимости $\varepsilon_k(F^*)$ является убывание при малых значениях F^* и возрастание при $F^* \approx n$, если $P < 1$. В промежуточной области при P , достаточно близком единице, функции ε_k имеют более или менее широкий минимум. Существование убывающей ветви (вблизи $F^* = 0$)

объясняется тем, что при малых значениях F^* достаточно велика вероятность отбраковки значений y_i , не являющихся выбросами. Можно показать, что при $F^* \rightarrow 0$ будут отбракованы все n экспериментальных точек, в связи с чем дисперсии $D(x_k)$ становятся бесконечными. Возрастание α_k при $F^* \rightarrow n$ связано с возможностью некоторым выбросам иметь $F < F^*$ (например, для двух одинаковых по амплитуде выбросов на идеальной кривой $F \approx n/2$).

Область минимума на кривых $\alpha_k(F^*)$ соответствует такой настройке алгоритма, при которой все выбросы отбраковываются, а точки, не являющиеся таковыми, не затрагиваются. Действительно, в этой области (при $P \approx 1$) значения α_k практически совпадают с полученными по модельным кривым без выбросов. Таким образом, можно сказать, что в области минимума α_k происходит практически полное восстановление информации о параметрах x_k [1].

При уменьшении P (увеличении доли выбросов) область минимума становится уже и сами минимальные значения α_k увеличиваются. Качественно это вполне понятно: с увеличением доли выбросов восстановление информации все более затрудняется. Для рассматриваемой модели при $P = 0,8$ количественно еще имеется выраженный минимум α_k , но минимальные α_k^{\min} приблизительно в 1,5 раза больше полученных без выбросов. При $P = 0,5$ минимум (согласованный по всем параметрам) отсутствует. Однако при $P \geq 0,9$, как видно из рис. 1, а-г, предложенный алгоритм позволяет полностью избавиться от влияния выбросов. Из рис. 1 следует, что при рассмотренных уровнях качества экспериментальной информации примерно одинаковые результаты получаются в диапазоне $F^* \in [2, 15]$.

Обработка экспериментальных кривых. Предложенный алгоритм был применен для идентификации выбросов в шести экспериментальных кривых спада активности запаздывающих нейтронов, измеренных при следующих значениях энергии нейтронов: 14,6 кэВ (рис. 2, а), 19,5 кэВ (рис. 2, б), 24,4 кэВ (рис. 2, в), 29,3 кэВ (рис. 2, г), 34,2 кэВ (рис. 2, д), 39,1 кэВ (рис. 2, е). В качестве меры отклонения i -й экспериментальной точки от всей совокупности точек кривой было выбрано критическое значение $F^* = 12$. В этих условиях для каждой кривой рассчитаны относительные выходы четырех долгоживущих групп запаздывающих нейтронов и фоновый компонент до и после отбраковки выбросов (табл. 1). Вычисленные значения коэффициентов рассогласования для отбракованных точек представлены в табл. 2. Как видно из табл. 2 и рис. 2, при $F^* = 12$ предложенный метод работает эффективно: все отбракованные точки действительно являются выбросами.

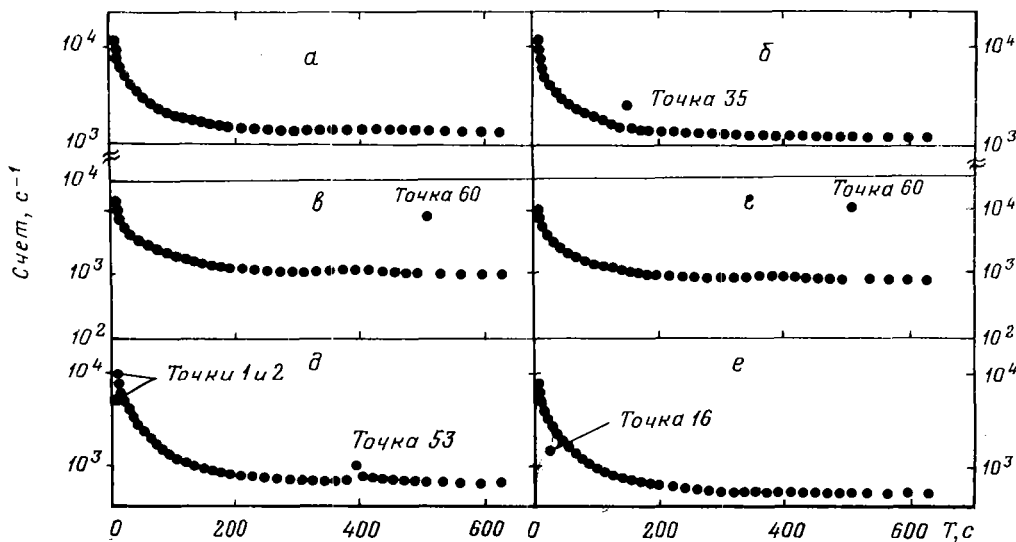


Рис. 2. Экспериментальные кривые спада запаздывающих нейтронов при различной энергии нейтронов (T - время)

В работе [6] для решения задачи отбраковки плохо измеренных точек предложен способ, имеющий существенный недостаток: неправильный выбор координатной системы может привести к отбраковке большого числа экспериментальных точек. Кроме того, этот способ не допускает отбраковку первой точки. Предлагаемая нами методика лишена указанных недостатков.

Таблица I

Относительные выходы групп запаздывающих нейтронов $c_i \pm \Delta c_i$ до и после отбраковки выбросов

Позиция рис. 2	$T_{1/2}$ [с]	До отбраковки	После отбраковки
а	∞ (фон)	$0,13987 \cdot 10^4 + 0,15117 \cdot 10^1$	$0,13987 \cdot 10^4 + 0,15117 \cdot 10^1$
	55,6	$0,99373 \cdot 10^5 + 0,21851 \cdot 10^4$	$0,99373 \cdot 10^5 + 0,21851 \cdot 10^4$
	22,7	$0,18210 \cdot 10^5 + 0,24880 \cdot 10^4$	$0,18210 \cdot 10^5 + 0,24880 \cdot 10^4$
	6,2	$0,36754 \cdot 10^5 + 0,19331 \cdot 10^4$	$0,36754 \cdot 10^5 + 0,19331 \cdot 10^4$
	2,3	$0,24021 \cdot 10^5 + 0,13221 \cdot 10^4$	$0,24021 \cdot 10^5 + 0,13221 \cdot 10^4$
	б	∞ (фон)	$0,12090 \cdot 10^4 + 0,18104 \cdot 10^1$
55,6		$0,11604 \cdot 10^6 + 0,14199 \cdot 10^5$	$0,96086 \cdot 10^5 + 0,24955 \cdot 10^4$
22,7		$0,14088 \cdot 10^6 + 0,16168 \cdot 10^5$	$0,16128 \cdot 10^6 + 0,28131 \cdot 10^4$
6,2		$0,46100 \cdot 10^5 + 0,12562 \cdot 10^5$	$0,36775 \cdot 10^5 + 0,21550 \cdot 10^4$
2,3		$0,17819 \cdot 10^5 + 0,85914 \cdot 10^4$	$0,21576 \cdot 10^5 + 0,14672 \cdot 10^4$
в		∞ (фон)	$0,12269 \cdot 10^4 + 0,24474 \cdot 10^3$
	55,6	$-0,49139 \cdot 10^5 + 0,25645 \cdot 10^6$	$0,99720 \cdot 10^5 + 0,24884 \cdot 10^4$
	22,7	$0,25530 \cdot 10^6 + 0,29201 \cdot 10^6$	$0,13656 \cdot 10^6 + 0,28083 \cdot 10^4$
	6,2	$-0,10161 \cdot 10^5 + 0,22688 \cdot 10^6$	$0,38200 \cdot 10^5 + 0,21676 \cdot 10^4$
	2,3	$0,36645 \cdot 10^5 + 0,15517 \cdot 10^6$	$0,17508 \cdot 10^5 + 0,14799 \cdot 10^4$
	г	∞ (фон)	$0,11411 \cdot 10^4 + 0,35009 \cdot 10^3$
55,6		$-0,12439 \cdot 10^6 + 0,36633 \cdot 10^6$	$0,90611 \cdot 10^5 + 0,22365 \cdot 10^4$
22,7		$0,29484 \cdot 10^6 + 0,41712 \cdot 10^6$	$0,12331 \cdot 10^6 + 0,25240 \cdot 10^4$
6,2		$-0,35504 \cdot 10^5 + 0,32409 \cdot 10^6$	$0,34368 \cdot 10^5 + 0,19481 \cdot 10^4$
2,3		$0,45304 \cdot 10^5 + 0,22166 \cdot 10^6$	$0,17653 \cdot 10^5 + 0,13300 \cdot 10^4$
д		∞ (фон)	$0,67904 \cdot 10^3 + 0,74351 \cdot 10^1$
	55,6	$0,86247 \cdot 10^5 + 0,99403 \cdot 10^4$	$0,89911 \cdot 10^5 + 0,18654 \cdot 10^4$
	22,7	$0,10797 \cdot 10^6 + 0,11318 \cdot 10^5$	$0,10581 \cdot 10^6 + 0,21451 \cdot 10^4$
	6,2	$0,36753 \cdot 10^5 + 0,87941 \cdot 10^4$	$0,35587 \cdot 10^5 + 0,19035 \cdot 10^4$
	2,3	$0,81305 \cdot 10^4 + 0,60145 \cdot 10^4$	$0,13943 \cdot 10^5 + 0,19442 \cdot 10^4$
	е	∞ (фон)	$0,57092 \cdot 10^3 + 0,11612 \cdot 10^1$
55,6		$0,85244 \cdot 10^5 + 0,57804 \cdot 10^4$	$0,81388 \cdot 10^5 + 0,17140 \cdot 10^4$
22,7		$0,89769 \cdot 10^5 + 0,65818 \cdot 10^4$	$0,96157 \cdot 10^5 + 0,19468 \cdot 10^4$
6,2		$0,33992 \cdot 10^5 + 0,51138 \cdot 10^4$	$0,32397 \cdot 10^5 + 0,14933 \cdot 10^4$
2,3		$0,13321 \cdot 10^5 + 0,34975 \cdot 10^4$	$0,13061 \cdot 10^5 + 0,10190 \cdot 10^4$

Наличие грубых выбросов в экспериментальных кривых рис.2, в, г привело к появлению даже отрицательных значений в выходах групп запаздывающих нейтронов и весьма неточному определению фона. Устранение выбросов по предлагаемому алгоритму позволило более точно определить и фон, и выходы групп (см. табл. I).

Из изложенного можно сделать следующие выводы:

I. Предложенная методика распознавания и устранения выбросов при правильном выборе критического значения коэффициента рассогласования, т.е. из диапазона, где имеется выраженный минимум относительной погрешности α_k , позволяет практически полностью восстановить информацию о параметрах кривой.

2. Методика отбраковки выбросов не предполагает привязки к конкретному способу параметризации и к конкретному виду экспериментальной зависимости, что делает ее применимой к широкому классу задач.

3. То, что метод требует предварительного задания критического значения коэффициента рассогласования, не является существенным ограничением его возможности, так как для выброса F^* предлагается простая и надежная процедура.

Список литературы

- Идьё В. и др. Статистические методы в экспериментальной физике. М.: Атомиздат, 1976.
- Шиманский А.А. Информационно-математическая постановка задачи линейного сглаживания. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1977, вып. I(26), с.59.
- Тараско М.З., Шиманский А.А., Максютенко Б.П. О некоторых методах параметризации сложных кривых распада: Препринт ФЭИ-833. Обнинск, 1978.
- Сборник научных программ на ФОРТРАНе. Вып. I. М.: Статистика, 1974.
- Кишин Дж.Р. Физические основы кинетики ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1967.
- Колтунов И.А., Любарский Г.Я., Ровинская А.М. О выбросе плохих измерений при обработке физического эксперимента. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Автоматизация физического эксперимента и его математическое обеспечение, 1971, вып. I, с.22.

Вычисленные коэффициенты рассогласования для отбракованных точек при $F^* = 12$

Позиция рис.2	Число отбракованных точек	Номер отбракованной точки на рис.2	Значение коэффициента рассогласования
а	0	-	-
б	1	35	62,14
в	1	60	63,99
г	1	60	63,99
д	3	53	51,38
		1	22,09
		2	53,25
е	1	16	58,58

Примечание: Общее число точек в кривых $n = 64$.

Статья поступила в редакцию 28 июля 1986 г.

ЯДЕРНО-РЕАКТОРНЫЕ ДАННЫЕ

УДК 539.17

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ПО ИЗУЧЕНИЮ ОСОБЕННОСТЕЙ ПРОХОЖДЕНИЯ γ -ИЗЛУЧЕНИЯ В ВЕЩЕСТВЕ

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

EXPERIMENTAL DATA ON SOME DISTINGUISHING FEATURES OF GAMMA-RAY TRANSMISSION THROUGH A MEDIUM. Transmission of a ^{60}Co radionuclide gamma-rays through iron, lead and uranium was investigated in a "bad" geometry. Energy spectra were measured and from them buildup factors and reduction factors of 1,33 MeV gamma-rays were obtained. Substantial discrepancies were revealed between the experimental and calculated buildup factors (Pb and ^{238}U), the reduction factors of 1,33 MeV gamma-rays (Pb) and the gamma-ray leakage spectra from U and Pb particularly. Adequacy of the constants applied for gamma-ray transport calculation for lead, uranium and other materials is to question by the data obtained.

Проблема переноса γ -излучения средних энергий (0,5-10 МэВ) в веществе применительно к задачам физики защиты считается хорошо изученной. Основные результаты были получены до начала 60-х годов. Накоплено много экспериментальных данных, разработаны теория и вычислительные программы по

расчету переноса γ -излучения. Значительное внимание уделено экспериментам в узкой геометрии по изучению процессов взаимодействия γ -излучения с веществом и получению физических констант взаимодействия. Наиболее точными следует считать результаты измерения полных коэффициентов ослабления (с погрешностью менее 1%).

Традиционно полагают, что константы взаимодействия γ -излучения с веществом, определяющие его перенос, известны с хорошей точностью, расчетные программы апробированы, поэтому расчетные результаты достаточно надежны. Причиной, побудившей авторов вернуться к проблеме прохождения γ -излучения через вещество, явились результаты интегральных реперных экспериментов. Были обнаружены значительные и трудно объяснимые расхождения между экспериментальными и расчетными данными по вторичному (от нейтронов) γ -излучению, полученными на шаровых макетах из свинца и железа [1]. На рис. 1 показаны спектры γ -излучения, выходящего из свинцовых шаров различного диаметра с радионуклидным источником ^{252}Cf , размещенным в центре. Например, для свинцового шара диаметром 60 см значительные расхождения по энергетическому спектру наблюдаются в широком диапазоне энергий 0,5–6 МэВ. Особенно значительны расхождения в области 0,5–1,0 и 5–6 МэВ (около одного порядка). γ -Излучение с энергией 5–6 МэВ обусловлено в основном рассеянием захватных γ -квантов в свинце ($E_{\gamma} = 7,38$ МэВ). Вклад γ -квантов от неупругого рассеяния нейтронов в этой энергетической области мал, поэтому трудно объяснить большое расхождение между расчетными и экспериментальными результатами погрешностями в ядерных константах по реакциям $(n, n'\gamma)$.

На железных шарах также наблюдаются значительные расхождения, но меньшие (до трех раз), чем на свинце, в области энергий γ -квантов 2–6 МэВ. И так же, как и на свинце, существует большой "провал" на расчетных спектрах в области энергий 4–6 МэВ. Чтобы убедиться в правильности известных данных о прохождении γ -излучения через значительные толщины этих материалов, авторами был проведен цикл экспериментальных исследований, изложенных в настоящей работе.

Источники излучений и методы измерений. Были использованы три радионуклидных источника ^{60}Co с выходом по γ -излучению $(3,14 \pm 0,11) \cdot 10^5$, $(3,03 \pm 0,10) \cdot 10^9$ и $(2,96 \pm 0,10) \cdot 10^{10}$ Бк. Разные по выходу источники были взяты для того, чтобы обеспечить широкий диапазон измерения ослаблений (до $0,5 \cdot 10^{-8}$) первичного излучения. Путем относительных измерений источники согласованы между собой по выходу с погрешностью менее 3%. Как известно, ^{60}Co излучает γ -кванты двух основных линий с энергиями 1,33 и 1,17 МэВ. Относительный вклад сопутствующей линии с энергией 2,5 МэВ составлял менее 0,1% для всех источников.

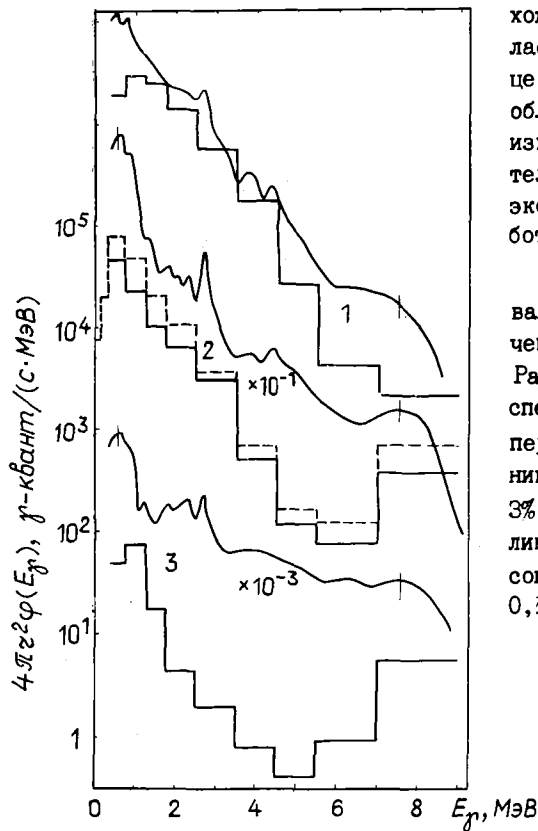
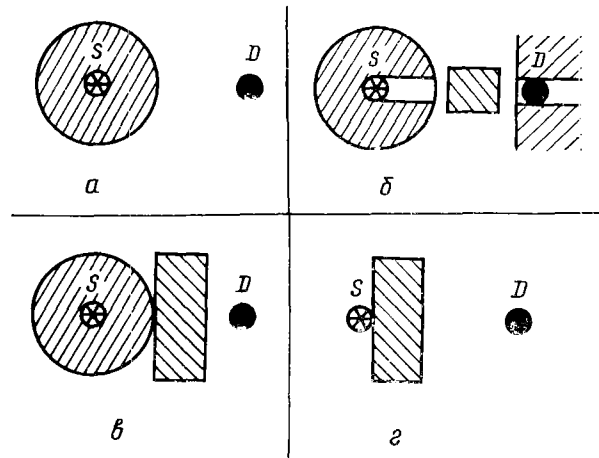


Рис. 1. Энергетические спектры γ -излучения из свинцовых шаровых макетов диаметром 20 см (кривые 1); 60 см (кривые 2); 120 см (кривые 3). Сплошная кривая - экспериментальные данные, гистограмма и пунктир - расчетные

Измерения выполнены двумя типами сцинтилляционных спектрометров: с органическим кристаллом стильбена диаметром и высотой 40 мм (спектрометр 1), с неорганическим кристаллом CsI(Tl) диаметром и высотой 30 мм (спектрометр 2). Конструкция спектрометров и методика измерений детально описаны в работах [2, 3]. Разрешение спектрометров составляло около 10% для $E_{\gamma} = 1,33$ МэВ. Спектры γ -квантов были восстановлены с применением корректирующих матриц. Шаг корректирующей матрицы был равен 100 кэВ для спектрометра 1 и 40 кэВ для спектрометра 2. Геометрия эксперимента приведена на рис. 2.

Рис.2. Геометрия эксперимента: S - источник; D - детектор



Исследование прохождения γ -излучения через свинец (рис.2,а). Так как наибольшие расхождения с расчетом по вторичному γ -излучению были обнаружены на свинцовых шарах, для исследований были взяты те же свинцовые шары диаметрами 20, 40 и 60 см; толщины сферического слоя между источником и размещенным снаружи детектором составляли соответственно 8,6; 18,0 и 28,9 см. Погрешность в определении толщины сферического слоя составляла менее 1,0-1,5%, погрешность в определении расстояний между центрами источника и детектора - не более 1%. Плотность свинца, определенная взвешиванием шаров, составляла 11,3 г/см³ с погрешностью 1%.

Измерения проводили на различных расстояниях от источника вне шара. Фон определяли методом теневого конуса. Фон в районе энергий 1,33 и 1,17 МэВ не превышал 20%. На рис.3,а приведены результаты измерения ослабления линии 1,33 МэВ при прохождении через свинец в различных геометрических условиях. Погрешности составляли 5-10%, в некоторых точках - до 20%. Теоретическое значение плотности потока γ -квантов при энергии 1,33 МэВ вычислено по формуле

$$\varphi_T = \varphi_0 \exp(-\mu_t d), \quad (1)$$

где φ_0 - плотность потока без ослабления; μ_t - полный линейный коэффициент ослабления; d - толщина сферического слоя. Значения φ_T нанесены для удобства на горизонтальную линию рис.3. Измеренные величины плотностей потока φ_3 даны на рисунке в виде отношений φ_3/φ_T . Полученные с помощью двух спектрометров данные совпадают в пределах экспериментальных погрешностей. Плотность потока φ_3 на различных расстояниях от источника L строго пропорциональна $1/L^2$. При расчете значение φ_t взято из справочника [4], значение $\mu_t = 0,638 \text{ см}^{-1}$.

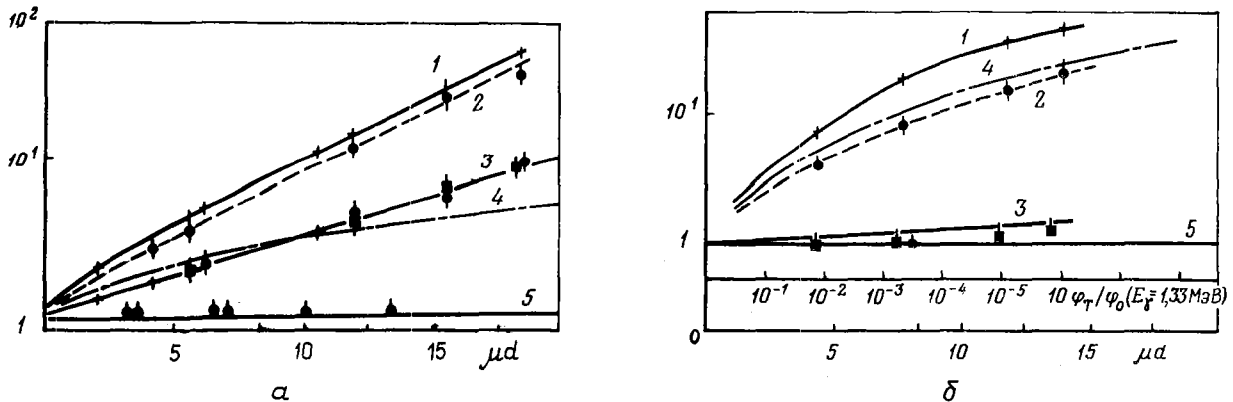


Рис.3. Данные о прохождении γ -излучения ^{60}Co через свинец (а) и железо (б). Кривые 1 и 2 - соответственно численный и энергетический экспериментальные факторы накопления. Кривая 3 - φ_3/φ_T ($E = 1,33 \text{ МэВ}$): ■ - сферическая геометрия (спектрометр 1), ● - то же (спектрометр 2), + - барьерная геометрия (спектрометр 2). Кривая 4 - расчетный энергетический фактор накопления. Кривая 5 - φ_T ($E = 1,33 \text{ МэВ}$), ● - φ_3/φ_T в условиях узкой геометрии

Экспериментальный коэффициент μ оказался на 15% меньше справочного. Увеличение измеренной плотности потока γ -излучения линии 1,33 МэВ по сравнению с расчетной может происходить в широкой геометрии в результате когерентного рассеяния. Для свинца сечение когерентного рассеяния составляет 2,3% ($E_\gamma = 1,33$ МэВ) полного сечения, при этом около 70% когерентно рассеянного излучения сосредоточено в пределах углов рассеяния от 0° до 5° [5]. Если считать, что все когерентно рассеянное излучение направлено вперед, то плотность потока должна уменьшаться согласно формуле (1), но с $\mu = \mu_t - \mu_{ch} = 0,623 \text{ см}^{-1}$, где μ_{ch} - линейный коэффициент когерентного рассеяния. Это значение μ близко к минимальному μ_t , полученному экспериментальным путем [5]. Для толщины сферического слоя 28,9 см максимальный вклад в результате когерентного рассеяния составляет около 53%. Кроме того, увеличение измеренной плотности потока может происходить за счет статистических флуктуаций в детекторе импульсов от рассеянных γ -квантов с энергией, близкой к 1,33 МэВ. Учитывая величину разрешения детектора (10%) и характер рассеяния γ -квантов, можно грубо оценить вклад $\Delta\varphi$ в результате статистического размытия по формуле

$$\Delta\varphi/\varphi \approx 0,03\mu_t d. \quad (2)$$

Для $d = 28,9$ см оценка по формуле (2) дает значение $\Delta\varphi/\varphi = 55\%$. Суммарное увеличение плотности потока должно быть менее или равно 2,1 раза. Между тем измеренная плотность потока для этой толщины превышает расчетную приблизительно в 10 раз. Полученное нами значение μ равно $0,55 \pm 0,01 \text{ см}^{-1}$. Отклонение превышает в 3 раза максимальную погрешность вследствие описанных выше эффектов и максимальную погрешность (5%) расчетного значения μ_t . Следует отметить, что приведенная в литературе [5] погрешность экспериментальных значений μ_t обычно составляет менее 1%.

Этот неожиданный результат необходимо было проверить. Для этого проведены измерения в условиях, близких к узкой геометрии (см. рис. 2, б). Коллиматором источника служил свинцовый шар диаметром 40 см, диаметр цилиндрического канала в шаре равен 2,8 см. Детектор, расположенный на расстоянии 85 см от источника, для уменьшения фона был с боков защищен цилиндрическим слоем свинца. Посередине между источником и детектором располагали испытуемые образцы в виде свинцовых цилиндров диаметром 6 см и толщинами, равными 5,3; 5,6; 10,5; 11; 16,4; 21 см. Величина фона, определяемая методом теневого конуса, не превышала 30%. В пределах погрешностей результатов измерений (см. рис. 3, а) для $\mu = 0,638 \text{ см}^{-1}$ совпали с расчетными.

Эффект уменьшения полного коэффициента ослабления был исследован также для условий широкой геометрии типа ограниченной барьерной и цилиндрической. Было измерено ослабление линии 1,33 МэВ за свинцовой квадратной плитой толщиной 17,0 см со стороны квадрата 60 см (см. рис. 2, г). Геометрия типа цилиндрической была образована путем составления вместе свинцовых шаров диаметрами 20 и 40 см со свинцовым цилиндром диаметром 20 см и толщинами 6,5 и 10,0 см (см. рис. 2, в). Общая толщина свинца между источником и детектором принималась равной сумме толщин сферического слоя и цилиндра. В пределах погрешностей измерения плотности φ_3 (10-15%) коэффициент μ для этих типов геометрий совпал с μ для сферической геометрии. На рис. 4, а приведен спектр источника ^{60}Co . Присутствие в спектре γ -квантов с энергией ниже 1,17 МэВ (с учетом разрешения) объясняется рассеянием в оболочке источника.

На рис. 4, б показаны спектры γ -излучения, выходящего из свинцового шара диаметром 60 см. Из-за большого шага корректирующей матрицы (100 кэВ) измерения спектрометром 1 выполнены с худшим разрешением, чем спектрометром 2. В целом спектры совпадают с учетом разрешения. Кроме пиков, обусловленных нерассеянным излучением источника, на спектре, измеренном спектрометром 2, отчетливо проявляются пики в области энергий 1,0-1,1 и 0,8-0,9 МэВ. Имеются слабо выраженные нерегулярности и при более низких энергиях. Расчетный спектр [6] значительно отличается по форме от измеренного, а его абсолютные значения в среднем в 10 раз меньше.

На рис. 3, а сравниваются графики численных факторов накопления B_N ($E_\gamma > 0,15$ МэВ): расчетного [6] и полученного авторами. Расчетные и экспериментальные численные B_N и энергетические B_E факторы накопления приведены также в таблице. При толщине слоя свинца 28,9 см отношение полученных в настоящей работе B_N^3 и расчетных B_N^P факторов накопления составляет $B_N^3/B_N^P = 15,5 \pm 2,0$; $B_E^3/B_E^P = 11,0 \pm 1,5$. Интересно, что в диапазонах толщин 9-29 см отношения измеренных численных факторов накопления к плотности потока γ -квантов с энергией 1,33 МэВ B_N^3/φ_3 совпадают в пределах экспериментальных погрешностей с расчетными отношениями B_N^P/φ_P .

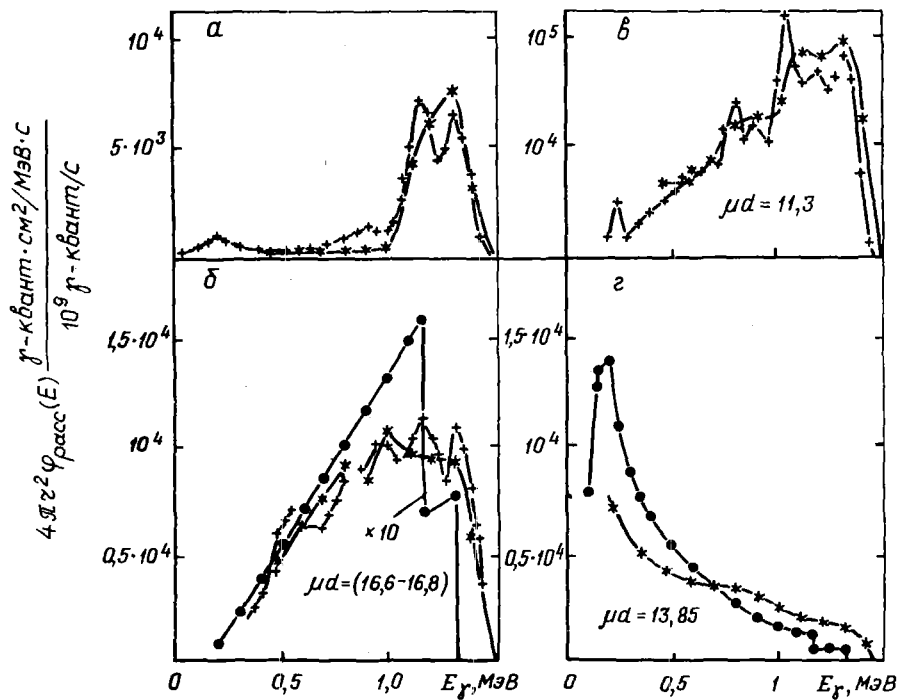


Рис. 4. Спектры γ -излучения ^{60}Co (а), выходящего из свинцового (б), железного (в) и уранового (г) шаровых макетов по данным расчета (—•—), спектрометра 1 (—*—), спектрометра 2 (—+—)

Энергетические B_E и численные B_N факторы накопления в сферической геометрии

Диаметр шарового макета, см	$\mu_t d$	B_E		$B_N (E_\gamma > 0,15 \text{ МэВ})$	
		Эксперимент (настоящая работа)	Расчет [6]	Спектрометр 1	Спектрометр 2
Железо ($\rho = 7,8 \text{ г/см}^3, \mu_t = 0,413 \text{ см}^{-1}$)					
22	4,40	4,1	5,3	7,5	—
40	7,70	8,2	10,4	18,6	—
60	11,75	14,5	18,0	31,0	—
70	13,85	20,7	22,8	44,0	—
Свинец ($\rho = 11,3 \text{ г/см}^3, \mu_t = 0,665 \text{ см}^{-1}$)					
20	5,7	4,3	2,6	4,5	5,3
40	12,0	18,5	4,4	21	23
40+6,5*	15,6	45	5,3	55	56
40+10*	18,5	68	6,2	84	89
Уран ($\rho = 18,7 \text{ г/см}^3, \mu_t = 1,19 \text{ см}^{-1}$)					
22	11,3	4,1	3,4	4,8	5,4

* К шару диаметром 40 см приставлен цилиндр диаметром 20 см и толщиной 6,5 и 10 см соответственно.

Примечания. 1. Значения μ_t взяты для энергии 1,25 МэВ [4]. 2. Погрешности экспериментальных данных составляют 5-10%.

Полученные при исследовании свинца экспериментальные факты сводятся к следующему:

1. В узкой геометрии ослабление γ -излучения источника ^{60}Co с энергией 1,33 МэВ подчиняется экспоненциальному закону $\exp(-\mu_t d)$, коэффициент $\mu_t = 0,64 \pm 0,01 \text{ см}^{-1}$, что соответствует известным справочным данным.

2. В широкой геометрии (сферической, цилиндрической, ограниченной барьерной) ослабление линии 1,33 МэВ также подчиняется в пределах погрешностей измерения экспоненциальному закону, но коэффициент $\mu = 0,55 \pm 0,01 \text{ см}^{-1}$.

3. Энергетические спектры γ -излучения источника ^{60}Co , прошедшего в условиях широкой геометрии через большие толщины свинца (более 20 см), сильно отличаются по форме и абсолютному значению от расчетных спектров. На измеренных спектрах проявляются нерегулярности в виде пиков в области энергий 1,0-1,1 и 0,8-0,9 МэВ.

4. Вычисленные по экспериментальным данным факторы накопления сильно отличаются от расчетных. При толщине слоя свинца 28,9 см экспериментальные факторы превышают расчетные более чем на порядок.

Предварительные данные о прохождении γ -излучения источника ^{60}Co через висмут и вольфрам в барьерной геометрии обнаруживают сходство с данными для свинца: уменьшается эффективный коэффициент ослабления линии 1,33 МэВ и увеличиваются факторы накопления по сравнению с расчетом; в спектрах, которые отличаются от расчетных, наблюдаются нерегулярности.

Исследование прохождения γ -излучения через железо (см. рис. 2, а). Для исследований использованы шары из железа диаметрами 22, 40, 60, 70 см; толщины сферического слоя между источником и размещенным снаружи детектором составляли соответственно 10,6; 18,5; 28,5; 33,5 см. Погрешность в определении толщины сферического слоя и расстояния между источником и детектором была не более 1-1,5%, плотность железа - 7,80 г/см³ с погрешностью менее 1%. При измерениях использовали спектрометр I и те же методические приемы, что и при измерениях на свинцовых шарах. В тех же условиях, что и на свинце, были проведены измерения в узкой геометрии (см. рис. 2, б). Испытываемый образец имел форму цилиндра диаметром 6 см и толщиной 20 см.

Результаты измерения прохождения γ -излучения линии 1,33 МэВ приведены на рис. 3, б в той же форме, что и для свинца. Здесь же приведены экспериментальные и расчетные для бесконечной среды факторы накопления (см. также табл. I). На рис. 4, в приведен спектр γ -излучения, выходящего из железного шара диаметром 70 см, в сравнении с расчетным спектром в бесконечной среде [6].

Для железа получены следующие экспериментальные факты:

1. В узкой геометрии коэффициент $\mu_t = 0,402 \pm 0,005 \text{ см}^{-1}$ для энергии 1,33 МэВ, что соответствует справочным данным.

2. В широкой геометрии (сферической) до толщины 18,5 см ослабление γ -излучения энергии 1,33 МэВ подчиняется экспоненциальному закону с тем же значением μ , что и в узкой геометрии. Плотность потока обратно пропорциональна квадрату расстояния между источником и детектором. При толщинах сферического слоя 28,5 и 33,5 см наблюдается небольшое увеличение экспериментальной плотности потока по сравнению с расчетной в узкой геометрии на 10 и 25% соответственно. Для толщин 28,5 и 33,5 см оценка вклада в плотность потока в результате статистических флуктуаций по формуле (2) дает значения 32 и 40%, которые в пределах погрешностей совпадают с наблюдаемыми отклонениями (сечение когерентного рассеяния в железе пренебрежимо мало).

3. Экспериментальные факторы накопления B_E несколько меньше, чем расчетные. Это легко объясняется различными геометриями расчета (бесконечная среда) и эксперимента (сферическая). При увеличении толщины сферического слоя (33,5 см) разница уменьшается до 10%.

4. Спектр утечки γ -излучения из шара диаметром 70 см значительно отличается по форме от расчетного. На экспериментальных спектрах заметны нерегулярности в виде широкого пика в районе энергий 0,85 МэВ.

Исследование прохождения γ -излучения через уран (см. рис. 2, а). Для исследований использован шар из обедненного (металлического) урана плотностью 18,7 г/см³ диаметром 22 см. Толщина сферического слоя между источником и детектором составляла 10 см. Погрешности в определении расстояний, толщин и плотности урана не превышали 1,5%.

Измерения выполнены двумя спектрометрами на различных расстояниях от центра шара. При обработке результатов был учтен дополнительный фон в результате естественной радиоактивности ура-

на, который составлял менее 10%. Измеренная плотность потока γ -квантов линии 1,33 МэВ оказалась в $1,5 \pm 0,1$ раза больше расчетной. Расчет был сделан в предположении экспоненциального ослабления с коэффициентом $\mu_t = 1,13 \text{ см}^{-1}$ [4,6]. Полученный нами энергетический фактор накопления B_E^3 превышает расчетный B_E^p для бесконечной среды на 20% (см. таблицу). Погрешность B_E^3 составляет около 5%.

На рис. 4,г показан энергетический спектр γ -излучения, выходящего из уранового шара, на котором проявляются отчетливо нерегулярности в виде пиков при энергиях 1,08; 0,88; 0,80; 0,68; 0,6 МэВ.

За счет эффектов статистической флуктуации и когерентного рассеяния экспериментальная плотность потока линии 1,33 МэВ может возрасти на 20-40% по сравнению с расчетной, так как для урана сечение когерентного рассеяния составляет около 2,2% полного. Этим можно было бы объяснить полученные результаты, если бы не заметное расхождение между измеренным и расчетным факторами накопления и наличие нерегулярностей в спектре.

Обсуждение результатов. Полученные для железа экспериментальные данные хорошо согласуются с известными экспериментальными и расчетными данными (кроме формы энергетического спектра). В области энергий $E_\gamma = 1,25 \text{ МэВ}$ (средняя энергия γ -квантов источника ^{60}Co) практически все взаимодействие γ -квантов с атомами железа обусловлено комптоновским рассеянием (более 99%). Поэтому можно предположить, что аномальные результаты для свинца обусловлены недооценкой вклада в полное сечение когерентного рассеяния и соответственно переоценкой вклада фотоэлектрического поглощения, так как эксперименты в узкой геометрии подтверждают известное значение μ_t .

Если применить для расчета ослабления в широкой геометрии формулу $\varphi = \varphi_0 \exp[-(\mu_t - \mu_{ch})d]$, то минимальное значение μ_{ch} для свинца равно $0,12 \mu_t$, т.е. $\mu_{ch} \geq 0,12 \mu_t$, что в 5 раз больше μ_{ch} по справочным данным [4,5]. Когерентное рассеяние складывается из рэлеевского рассеяния на электронах, томсоновского рассеяния на ядрах и дельбрукского рассеяния на электрическом потенциале ядра. В рассматриваемой области энергий два последних процесса являются пренебрежимо малыми по сравнению с рэлеевским рассеянием. В справочнике [4] погрешность расчетного сечения при рэлеевском рассеянии предполагается равной 3%. Это весьма сомнительно, так как, например, по данным работы [5], экспериментальные значения сечения когерентного рассеяния для свинца при $E_\gamma = 1,33 \text{ МэВ}$ и углах рассеяния более 30° превышают в 2 раза расчетные значения. Экспериментальных данных для углов рассеяния менее 15° мы не обнаружили, по-видимому, оценки сечения рэлеевского рассеяния при этих углах являются чисто теоретическими. А ведь именно в этом диапазоне углов сосредоточена подавляющая часть когерентно рассеянных γ -квантов. Поэтому можно предположить, что истинное значение рэлеевского рассеяния на атомах свинца больше расчетного в 2 или более раза.

Свинец имеет поликристаллическую структуру, процесс когерентного рассеяния может охватывать большие группы атомов одного кристалла, особенно при малых углах рассеяния. При этом полная интенсивность когерентно рассеянных фотонов возрастает еще больше. Таким образом, в толще свинца существуют микроскопические неоднородности, в которых эффективное значение μ меньше μ_t для определенных направлений фотонов. Не исключено, хотя и маловероятно (кристаллики ориентированы хаотически), что при больших толщинах свинца это явление может увеличить эффективное значение μ_{ch} .

В расчетах обычно учитывается только некогерентное рассеяние, т.е. $\mu = \mu_t - \mu_{ch}$. Чтобы добиться согласия расчета с экспериментом по ослаблению линии 1,33 МэВ, необходимо уменьшить сечение фотоэффекта в области энергий 1,33 МэВ примерно на 40%. Тогда коэффициент μ , равный сумме $\mu_k + \mu_r$ (где μ_k - линейный коэффициент комптоновского рассеяния, μ_r - линейный коэффициент фотопоглощения), для $E_\gamma = 1,33 \text{ МэВ}$ будет равен: $\mu = \mu_k + \mu_r = 0,55 \text{ см}^{-1}$, а полный линейный коэффициент ослабления $\mu_t = \mu_k + \mu_r + \mu_{ch} = 0,638 \text{ см}^{-1}$.

Погрешность сечения фотоэлектрического поглощения в этой области энергий достигает 20% [4], поэтому предположение о более низкой (на 40%) величине этого сечения в районе энергий 1 МэВ не выглядит неправдоподобным. Учитывая, что отношение факторов накопления B_N к плотности потока γ -квантов линии 1,33 МэВ для эксперимента и расчета практически совпадает, это предположение объясняет и расхождение между экспериментом и расчетом по факторам накопления.

В уране также возможна небольшая недооценка когерентного рассеяния (оно должно составлять 3,2 вместо 2,2%) и переоценка сечения фотоэлектрического поглощения (на 3%).

Высказанное предположение, однако, не в состоянии объяснить появление нерегулярностей на спектрах утечки. Трудно предположить также, что эти нерегулярности возникли вследствие каких-то аппаратных эффектов или методических ошибок. На спектре утечки из железа они почти не проявляются, хотя для измерений использованы те же спектрометры и методики. Кроме того, эти спектрометры и методики прошли апробацию на протяжении многих лет.

Маловероятно также, чтобы появление нерегулярностей на спектрах было обусловлено структурными особенностями исследованных веществ, хотя совсем сбрасывать со счета такую возможность не следует.

Во всех предыдущих рассуждениях полностью пренебрегалось взаимодействие γ -излучения с атомными ядрами. Известно, что в рассматриваемой области энергий существуют только ядерное резонансное рассеяние и поглощение на далеко отстоящих друг от друга уровнях возбуждения с ничтожно малой энергетической шириной (10^{-1} – 10^{-2} эВ), поэтому вклад ядерных взаимодействий в полное сечение чрезвычайно мал и никогда не принимался во внимание, кроме специальных случаев (эффект Мёссбауэра). Тем не менее характер полученных спектров приводит к мысли о существовании механизма рассеяния γ -квантов, сходного по внешним проявлениям с неупругим рассеянием нейтронов на ядрах.

Если принять эту гипотезу за основу, то можно предположить следующий механизм взаимодействия. Помимо хорошо известных уровней возбуждения существуют уровни при взаимодействии с γ -квантами, суммарное сечение которых уже заметно на фоне полного сечения взаимодействия γ -квантов с веществом. Если возбуждение снимается не радиационными переходами на основной уровень, то происходит просто поглощение γ -кванта. Если осуществляется радиационный переход на основной уровень, то наблюдается упругое рассеяние (γ, γ). Если происходит радиационный переход на лежащий ниже (но не основной) уровень E_1 , а затем радиационный переход с этого уровня на основной, то отмечается реакция ($\gamma, \gamma' + \gamma''$), где $E_{\gamma'} = E_{\gamma} - E_1$, $E_{\gamma''} = E_1$, т.е. происходит как бы размножение γ -квантов при сохранении их суммарной энергии. Если радиационные переходы комбинируются с переходами с помощью внутренней конверсии, то имеют место реакции (γ, γ'), где $E_{\gamma'} = E_{\gamma} - E_1$, и (γ, γ''), где $E_{\gamma''} = E_1$. Реакции ($\gamma, \gamma' + \gamma''$), (γ, γ'), (γ, γ'') можно интерпретировать как своеобразное неупругое рассеяние γ -квантов на ядрах, причем в первом случае происходит неупругое рассеяние с размножением.

Если вероятность перехода ядра на уровень возбуждения E_1 (или группу уровней в районе энергии E_1) с вышележащих уровней больше, чем на другие уровни в области энергии E_1 , и достаточно велика вероятность радиационного перехода с уровня E_1 на основной, то в спектре γ -излучения может наблюдаться пик в области энергий E_1 . Даже если сечение взаимодействия на каждом из лежащих выше области E_1 уровней мало, но этих уровней много и взаимодействие с ними приводит к возбуждению в конечном счете уровня E_1 , то сечение возбуждения E_1 может оказаться заметным на фоне сечений взаимодействия с атомными электронами, так как оно будет равно сумме сечений взаимодействия на многих вышележащих уровнях.

Возможно, что пики на спектрах γ -излучения обусловлены наложением "провалов", возникающих вследствие фотопоглощения на ядрах или резкого изменения углового распределения рассеянных ядерми γ -квантов.

Предположение о существовании в области энергий около 1 МэВ значительного количества уровней возбуждения тяжелых (возможно, и средних) ядер косвенно подкрепляют результаты работы [7], в которой экспериментально наблюдается в области энергий ниже порога фотоядерных реакций существование множества перекрывающихся (при разрешении 100 кэВ) уровней в сечении упругого рассеяния γ -квантов на свинце, висмуте, таллии и ртути.

Нижние уровни возбуждения для свинца при неупругом рассеянии нейтронов равны 0,57; 0,803; 0,894; 1,1 МэВ. Наблюдается корреляция между этими уровнями возбуждения и пиками на спектре выходящих из свинца γ -квантов (см. рис. 4, б). Уровни 1,1; 0,803 и 0,894 МэВ располагаются в районах пиков 1,0–1,1 и 0,8–0,9 МэВ. Уровень возбуждения при неупругом рассеянии нейтронов на ядрах железа, равный 0,85 МэВ, соответствует слабому пику 0,7–0,9 МэВ (см. рис. 4, в). Возможна и другая интерпретация нерегулярностей на полученных спектрах в рамках рассмотренной гипотезы.

Высказанные гипотезы о недооценке когерентного рассеяния и о влиянии взаимодействия γ -излучения с ядрами на спектры утечки γ -квантов не противоречат друг другу. Могут быть и другие объяснения полученным фактам.

Для проверки высказанных гипотез и количественных оценок необходимо поставить специальные эксперименты, в том числе с использованием полупроводниковых спектрометров, обладающих лучшей разрешающей способностью.

Из изложенного можно сделать следующие выводы:

1. Экспериментальные результаты исследования прохождения γ -излучения радионуклидного источника ^{60}Co через железо в сферической и узкой геометриях хорошо согласуются с расчетом по ослаблению линии 1,33 МэВ и факторам накопления. Спектр выходящего из железного шара (толщина сферического слоя 33,5 см) γ -излучения довольно существенно отличается от расчетного по форме, на нем проявляется широкий пик в области энергий 0,7–0,9 МэВ.

2. Экспериментальные результаты исследования прохождения γ -излучения ^{60}Co через свинец в геометрии, близкой к узкой, хорошо согласуются по ослаблению линии 1,33 МэВ со справочными данными. Ослабление идет по экспоненциальному закону с $\mu = \mu_t = 0,64 \pm 0,01 \text{ см}^{-1}$. В широкой геометрии получено значение $\mu = 0,55 \pm 0,01 \text{ см}^{-1}$.

Экспериментальные факторы накопления сильно отличаются от расчетных. При толщине слоя свинца 29 см (сферическая геометрия) экспериментальные факторы накопления более чем на порядок превышают расчетные. Спектры γ -излучения в широкой геометрии при толщине слоя больше 20 см принципиально отличаются от расчетных. На них проявляются нерегулярности в виде пиков в областях энергий 1,0–1,1 и 0,8–0,9 МэВ.

3. Экспериментальные результаты исследования прохождения γ -излучения ^{60}Co через обедненный металлический уран в сферической геометрии при толщине слоя 10 см близки к расчетным по ослаблению линии 1,33 МэВ. Энергетический фактор накопления превышает на 20% расчетный (для бесконечной среды).

Спектр γ -излучения принципиально отличается по форме от расчетного. На нем отчетливо проявляются нерегулярности в виде пиков в области энергий 1,08; 0,88; 0,8 МэВ. Более слабо проявляются пики при энергиях 0,68 и 0,6 МэВ.

4. Для объяснения аномального ослабления линии 1,33 МэВ на свинце и расхождения между экспериментальными и расчетными факторами накопления на свинце и уране высказано предположение, что занижен вклад сечения когерентного рассеяния и соответственно завышен вклад сечения фотоэлектрического поглощения в полное сечение взаимодействия γ -излучения в районе энергий 1,33 МэВ. Однако это предположение не в состоянии объяснить характер измеренных спектров γ -излучения.

5. Для объяснения характера полученных спектров выдвинута гипотеза об особом механизме рассеяния γ -квантов на ядрах в области энергий ниже порога фотоядерных реакций.

6. В целях проверки высказанных гипотез и получения количественных оценок необходимо осуществить специальные эксперименты.

7. Полученные данные ставят под сомнение правильность констант, употребляемых в расчетах переноса γ -излучения в свинце, уране и некоторых других материалах.

Список литературы

1. Волков В.С., Воложенко А.М., Дубинин А.А. и др. Исследование переноса нейтронов и γ -излучения в шарах из свинца и урана.—В кн.: 4-я Всесоюзная научная конференция по защите от ионизирующих излучений ядерно-технических установок (10–12 сентября 1985 г.): Тезисы докладов. Томск, 1985, с.78.
2. Кухтевич В.И., Трыков Л.А., Трыков О.А. Однокристалльный сцинтилляционный спектрометр. М.: Атомиздат, 1971.
3. Казанский Д.А. Приборы и техника эксперимента, 1959, № 4, с.32.
4. Сторм Э., Израэль Х. Сечения взаимодействия γ -излучения: Справочник. М.: Атомиздат, 1973.
5. Стародубцев С.В., Романов А.М. Взаимодействие γ -излучения с веществом. Ташкент: Наука, 1964.
6. Кимель Л.Р., Машкович В.П. Защита от ионизирующих излучений: Справочник. М.: Атомиздат, 1972.
7. Lalkowski R.M., Axel P. Phys. Rev., 1979, v.619, p.342.

Статья поступила в редакцию 20 июля 1987 г.

РАСЧЕТНО-ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ СРАВНЕНИЕ НЕЙТРОННЫХ ДАННЫХ И ГРУПОВЫЕ КОНСТАНТЫ ^{238}U В ОБЛАСТИ НЕРАЗРЕШЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ

А. А. Ваньков, В. Ф. Украинцев

COMPARISON BETWEEN EXPERIMENTAL AND CALCULATIONAL NEUTRON DATA FOR ^{238}U AND GROUP CONSTANTS IN THE UNRESOLVED RESONANCE REGION. The experimental data on transmission and radiative capture selfindication ratios in the unresolved resonance region 4-100 keV for ^{238}U have been analysed. The consistent estimates of mean resonance parameters and group constants were obtained.

Изучение нейтронных сечений ^{238}U имеет практическое значение, поскольку этот нуклид является одним из компонентов ядерного топлива. Имеются попытки описать многочисленные эксперименты по ^{238}U в рамках единого теоретического подхода. Область неразрешенных резонансов оставляет большие возможности для экспериментальных и теоретических исследований: дальнейшего уточнения сечений радиационного захвата, неупругого рассеяния, факторов резонансного самоэкранирования сечений и их температурных зависимостей. Важно, чтобы анализ всех экспериментальных данных проводился совместно, а расчетные оценки групповых констант - в рамках единой теоретической модели, положенной в основу анализа.

В отличие от нейтронных сечений (полных и парциальных) факторы резонансного самоэкранирования измеряются не непосредственно, а путем анализа функций пропускания и самоиндикации. Этот класс экспериментов специфичен и направлен на изучение резонансной структуры нейтронных сечений. Теоретический анализ таких данных, получаемых обычно при комнатной температуре, позволяет распространять результирующие оценки групповых констант на область высоких температур, характерных для активных зон быстрых энергетических реакторов. Таким образом решается проблема измерений функций пропускания и самоиндикации при высоких температурах. Так называемый безмодельный анализ этих экспериментов (оценка факторов самоэкранирования путем интегрирования по толщине образца-фильтра) на современном этапе не представляется плодотворным.

В настоящей работе преследуется цель расчетно-теоретического анализа экспериментальных данных по функциям пропускания и самоиндикации реакции захвата в области неразрешенных резонансов ^{238}U . Такие эксперименты проводились в ФЭИ и ОИЯИ, а также за рубежом.

Краткое описание экспериментов

Измерения В.Н.Кононова и др. [1-3]. Функции пропускания измерялись на спектрометре нейтронов по времени пролета в ускорителе ЭГ-I с разрешением примерно 7 нс/м. Для регистрации нейтронов использовали детектор на основе ^6Li -стекла (толщина стекла 0,8 мм). В измерениях функции самоиндикации процесса радиационного захвата использовался сцинтилляционный детектор γ -квантов. Металлический образец-индикатор ^{238}U имел толщину 6,47 ядро/кб, примесь ^{235}U составляла не более $3,5 \cdot 10^{-3}\%$. Образцы-фильтры из металлического урана имели толщины 9,1; 23,7; 47,4; 70,7; 94,3 и 190 ядро/кб, что обеспечивало диапазон ослаблений потока нейтронов в пределах порядка величины. Установка позволяла проводить измерения в диапазоне энергий от нескольких до сотен килоэлектронвольт. Авторы отмечают проблему фона при низких энергиях нейтронов.

Измерения А.А.Ванькова и др. (ФЭИ) [4,5]. В Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ была создана измерительная установка для измерения функций пропускания в широкой области энергий нейтронов методом времени пролета. В работе участвовали сотрудники ФЭИ, ОИЯИ (ГДР) и ОИЯИ [5]. Импульсным источником служил реактор ИБР, работающий в реакторном режиме (ширина вспышки несколько десятков микросекунд) и в так называемом бустерном режиме (с электронным ускорителем) с микросекундной вспышкой. Микросекундная техника была оправдана большой мощностью источника и большими пролетными базами (вплоть до 1000 м). Умеренное энергетическое разрешение соответствовало задаче измерения функции пропускания в довольно широких энергетических группах, сравнимых с группами в системе констант БНАБ [6]. В качестве высокоэффективных нейтронных детекторов использовались батареи ^3He -счетчиков и жидкостные сцинтилляторы, что позволяло проводить измерения

функций пропускания при ослаблениях падающего потока нейтронов на четыре порядка. Измерения фона осуществлялись с помощью резонансных фильтров. Исследуемый диапазон энергий нейтронов 1-100 кэВ. Набор толщин образцов-фильтров начинался от 0,5 мм, далее толщина удваивалась вплоть до 128 мм. Состав образцов - обедненный металлический ^{238}U ; толщина 1 мм соответствует 0,00477 ядро/б с погрешностью менее 1%. Погрешность измерений пропускания находилась в пределах 1-3% на толщинах до 8 мм, 5-8% на средних толщинах и 10-20% на максимальных. Работа [5] посвящена температурной зависимости пропусканий. Измерения при комнатной температуре повторялись в последующие годы в целях снижения погрешностей.

Измерения В.В. Филиппова (ФЭИ) [7,8]. Измерения проводились на электростатическом генераторе Ван-де-Граафа ЭГ-2,5 с использованием реакции $T(p,n)^3\text{He}$. Поэтому надежные данные могли быть получены при энергии выше 30-40 кэВ. Хотя автором приводятся данные при более низких энергиях (вплоть до 4 кэВ с оговоркой на их ненадежность), эти данные неинформативны из-за большой неопределенности функции разрешения. Детектором нейтронов служила батарея борных счетчиков в парафине. Из искажающих эффектов автор отмечает влияние фона. Для анализа данных отбирались точки с величиной фона, не превышающей 40%. Набор металлических образцов позволял измерить пропускания при ослаблении потока нейтронов до двух порядков величины в указанных фоновых условиях.

Измерения Р.Блока и др. [9,10]. Измерения с образцами ^{238}U в Ренселлеровском политехническом институте (США) проводились в 1973 г. [9]. Цель экспериментов - определение функций пропускания и самоиндикации реакции захвата в области энергий примерно 100 эВ - 100 кэВ. Использовался метод времени пролета на пульсирующем нейтронном источнике, представлявшем собой мишень линейного электронного ускорителя. Регистрация нейтронов осуществлялась жидкостным сцинтилляционным детектором и (NaI)-сцинтиллятором с индикатором из ^{10}B . Ширина электронной вспышки составляла 1 нс, длина пролетной базы 25-28 м. Толщина металлических образцов-фильтров варьировалась в пределах 0,1-1 длины свободного пробега. Это означает, что фактически измерялся начальный участок кривых пропускания. Важной особенностью эксперимента было варьирование температуры образцов фильтров. Измерения выполнены при трех температурах: комнатной, при охлаждении жидким азотом и при нагревании до 970 К. В измерениях самоиндикации использовался металлический образец-индикатор толщиной 0,00379 ядро/б, т.е. около 0,8 мм. К сожалению, результаты измерений функции самоиндикации оказались ненадежными из-за неудовлетворительного учета различных источников методических погрешностей, таких, как влияние фона, флуктуация разрешения и интенсивности, наконец, эффект многократного рассеяния в образце-индикаторе. В работе [10] часть старых измерений была проанализирована вновь. Соответствующие данные по функции самоиндикации, полученные для комнатной температуры, включены в настоящую работу для сравнения.

Измерения Де-Соссира и др. [11]. В Ок-риджской национальной лаборатории (США) проведены измерения функции самоиндикации захвата для ^{238}U при энергиях 4-10 кэВ. Методика измерений была аналогична методике измерений в институте KRI (время пролета на спектрометре на базе линейного электронного ускорителя). Толщина металлического образца-индикатора была равна 0,0031 ядро/б, длина пролетной базы 40 м, толщины образцов-фильтров 0,0038; 0,0124; 0,0341 и 0,0521 ядро/б. В результате измерений вводились поправки на многократное рассеяние в образце (до 3% при наибольшей толщине фильтра). Отмечается, что фон приводил к заметной неопределенности конечных результатов. К сожалению, данные получены для узкого энергетического диапазона 4-10 кэВ.

В той же лаборатории измерялись полные и парциальные сечения тяжелых ядер с использованием нейтронного генератора с литиевыми и тритиевыми мишенями [12]. Использовалась комбинация методов квазимоноэнергетического источника и спектрометрии по времени пролета для корректного учета фона. В частности, измерялись пропускания на образцах ^{238}U при энергии нейтронов 60 кэВ.

Требуемые точности

в экспериментальных и расчетных нейтронных данных ^{238}U
в свете требований реакторных расчетов

Оценки ядерных данных исходят из целевых требований к точности расчета быстрых реакторов: в коэффициенте $K_{эф}$ ошибка не должна превышать 1%, в коэффициенте воспроизводства - 2%. В действительности вопрос о проектных требованиях более сложен и затрагивает широкий список функ-

ционалов, касающихся характеристик экономики, физики и безопасности (в частности, запаса реактивности, коэффициента неравномерности энерговыделения). Из всех этих требований следует, что групповые константы ^{238}U необходимо знать с погрешностями не хуже 2% в сечении σ_p и 1% в факторах резонансного самоэкранирования сечения резонансного захвата в области неразрешенных резонансов, а также 5% в транспортных сечениях и соответствующих факторах самоэкранирования [13,14]. Требования к транспортному сечению возникают при анализе расчетной неопределенности поля энерговыделения. Таким образом, для удовлетворения выдвинутых требований к факторам резонансного самоэкранирования и к транспортному сечению необходимо обеспечить адекватную точность измерения интегралов по толщине от функций пропускания $T(n)$ и самоиндикации $T_p(n)$, а также величины $1 - T(n)$ на малых толщинах n . Поскольку возможны систематические ошибки в этих измерениях, то желательно обеспечить процентную точность измерений при каждой толщине, а на малых толщинах - точность 3-5% в величине $1 - T(n)$.

Теоретическая модель и ее параметры

Простейшими в области неразрешенных резонансов являются средние функциональные сечения, которые определяются через средние резонансные параметры по формулам Хаузера - Фешбаха. Эти формулы легко получить (для низких энергий) простым усреднением формул Брейта - Вигнера. Способы усреднения описаны, например, в работе [15].

Сечение реакции типа x определяется формулой

$$\langle \sigma_x \rangle = 2\pi^2 \lambda^2 \sum_{J\pi} g(J) \frac{\bar{\Gamma}_n^J \bar{\Gamma}_x^J}{\bar{\Gamma}^J \bar{D}^J} \langle F_{nx}^J \rangle ;$$

полное сечение

$$\langle \sigma_t \rangle = \sigma_p + 2\pi^2 \lambda^2 \sum_{J\pi} g(J) \frac{\bar{\Gamma}_n^J}{\bar{D}^J} .$$

Здесь λ - длина волны нейтрона; $g(J)$ - статистический фактор; J, π - полный момент и четность составного ядра; $\bar{\Gamma}_n^J$ - средняя нейтронная ширина в состоянии J ; $\bar{\Gamma}_x^J$ - средняя ширина реакции типа x в состоянии J ; $\bar{\Gamma}^J$ - средняя полная ширина в состоянии J ; \bar{D}^J - среднее расстояние между уровнями в состоянии J ; $\langle F_{nx}^J \rangle$ - так называемый флюктуационный фактор; σ_p - сечение потенциального рассеяния,

$$\sigma_p = 4\pi \lambda^2 \sum_{\ell} (2\ell+1) \sin^2 \varphi_{\ell} ,$$

где φ_{ℓ} - фаза рассеяния, для s -нейтронов равная kR_0 (k - волновое число, R_0 - радиус потенциального рассеяния s -нейтронов). Таким образом, параметрами любой R -матричной модели являются величины \bar{D}^J , $\bar{\Gamma}_n^J$ (или так называемые силовые функции $S_n^J = \bar{\Gamma}_{n0}^J / \bar{D}^J$, где $\bar{\Gamma}_{n0}^J$ - приведенная нейтронная ширина), $\bar{\Gamma}_x^J$, радиусы рассеяния R_{ℓ} для различных орбитальных моментов ℓ .

Расчетный метод. При расчетах функционалов сечений нами применялась R -матричная схема параметризации в одноуровневом приближении Брейта - Вигнера, которое вполне оправдано для тяжелых четно-четных ядер при энергиях ниже 100-200 кэВ. Вопрос о погрешности, вносимой использованием одноуровневого приближения, был исследован путем сравнения результатов одноуровневого и многоуровневого (в приближении Райха - Мура) расчетов. Расхождение средних сечений не превышало 0,5% моментов $\langle 1/\sigma_t^2 \rangle$ при нулевом разбавлении - 4%, что значительно меньше погрешности, вносимой неопределенностью таких параметров, как R_{ℓ} и S_n^J .

Расчет функционалов сечений производился путем моделирования энергетической зависимости сечений псевдорезонансами, параметры которых получали из последовательности случайных чисел, подчиняющихся распределению Портера - Томаса и Вигнера (метод Монте-Карло). Методы расчета сечений и статистического анализа экспериментальных данных подробно описаны в работе [16].

Средние резонансные параметры. По результатам совокупного анализа средних сечений и экспериментов [5] по функциям пропускания ранее нами была получена оценка средних резонансных параметров [4], направленная на более надежное предсказание факторов резонансного самоэкранирования сечений ^{238}U с сохранением качественного описания средних сечений. В настоящей работе поставлена цель проверить, насколько хорошо с помощью этих параметров можно описать более широкую совокупность экспериментальных данных, в частности новые данные о функции пропускания и самоиндикации и сечении радиационного захвата [1-3]. Вместе с тем представляет интерес сравнить полученные результаты с расчетом по параметрам, полученным в работах [6,17]. В этой оценке дискуссионным вопросом является зависимость плотности уровней от четности состояния компаунд-ядра при фиксированном моменте [18]. В табл. I сравниваются оценки средних резонансных параметров.

Средние резонансные параметры ^{238}U для орбитальных моментов, равных 0, 1, 2

Таблица I

Оценка работ	\bar{D} , эВ			R , фм			$S_n \cdot 10^4$			$\bar{\Gamma}_n$, мэВ		
	0	1	2	0	1	2	0	1	2	0	1	2
[4]	21,6	7,2	4,3	9,13*	9,13	9,13	1,14	2,0	3,0	22,2	22,2	22,2
[6,17]	20,8	4,4	4,1	9,35	6,70	9,35	0,93	2,3	3,0	22,9	10,6	16,6

* При энергиях $E < 10$ кэВ использовалось значение радиуса 9,28 фм.

Обсуждение результатов анализа

Авторами были проведены расчеты Монте-Карло всех измеряемых величин: средних полных и парциальных сечений, функций пропускания $T(n) = 1/\Delta u \int_{\Delta u} \exp[-\sigma_t(u)n] du$ и самоиндикации захвата $T_f(n) = 1/\langle \sigma_f \rangle \int_{\Delta u} \sigma_f(u) \exp[-\sigma_t(u)n] du$, где n - толщина образца-фильтра; u - летаргическая переменная. В этих расчетах воспроизводились условия экспериментов [1-4] (энергетические интервалы усреднения и толщины образцов). Одновременно в рамках той же расчетной схемы моделирования методом Монте-Карло рассчитывались все групповые константы, определяемые в системе БНАБ в диапазоне энергий 4-100 кэВ. Все расчеты проводились в двух вариантах оценок средних резонансных параметров [4] и [6,17] (см. табл. I). Обе оценки явились результатом анализа экспериментальных данных при несколько различающихся модельных представлениях. Кроме того, в оценке [4] существенным моментом являлся учет экспериментальных значений пропускания на больших толщинах.

Из рис. 1, где показаны результаты расчета функций пропускания $T(n)$, видно, что расхождение расчетов на наибольшей из показанных толщин не превышает 10% (это сравнимо с ошибками измерений). Оба варианта расчетов равноценно описывают экспериментальные данные [1,9,12] на средних и больших толщинах. Однако в масштабе рис. 1 нельзя увидеть качество описания экспериментальных точек на малых толщинах. На рис. 2 отложена "поверхность" функции $-1/n \ln T(n, E)$, где отложенная по вертикальной оси величина имеет смысл "секущего" самоэкранированного полного сечения. В этом масштабе видны систематические отклонения экспериментальных точек [1] от расчета на толщинах 4,7 и 9,1 ядро/кб, что, очевидно, вызвано систематическими погрешностями измерений. Мы полагаем, что погрешности здесь таковы, что расчетные кривые проходят в пределах этих погрешностей.

На рис. 3 показаны функции самоиндикации реакции захвата в том же масштабе, что и функции пропускания на рис. 1. В отношении расчетов здесь остаются верными комментарии, сделанные для рис. 1. В области энергий 12-100 кэВ экспериментальные точки [2, 10] удовлетворительно описываются расчетными кривыми, если не считать расхождения на наибольшей толщине при меньших энергиях, связанного, по-видимому, с систематическими ошибками измерений (влияние растущего с толщиной фона). В области энергий 4-12 кэВ измерения работ [10] (на толщине 15,5 ядро/кб) и [11] (на толщинах 12,4; 34,1; 52,1 ядро/кб) показывают нерегулярную энергетическую зависимость, обусловленную недостаточно хорошим усреднением резонансной структуры при малых энергиях. Очевидно, расчет в принципе дает монотонную зависимость. Оценки флуктуаций расчетных точек за счет ядерной статистики свидетельствуют о том, что при энергиях ниже 10 кэВ выявленные в экспериментах нерегулярности совершенно оправданы.

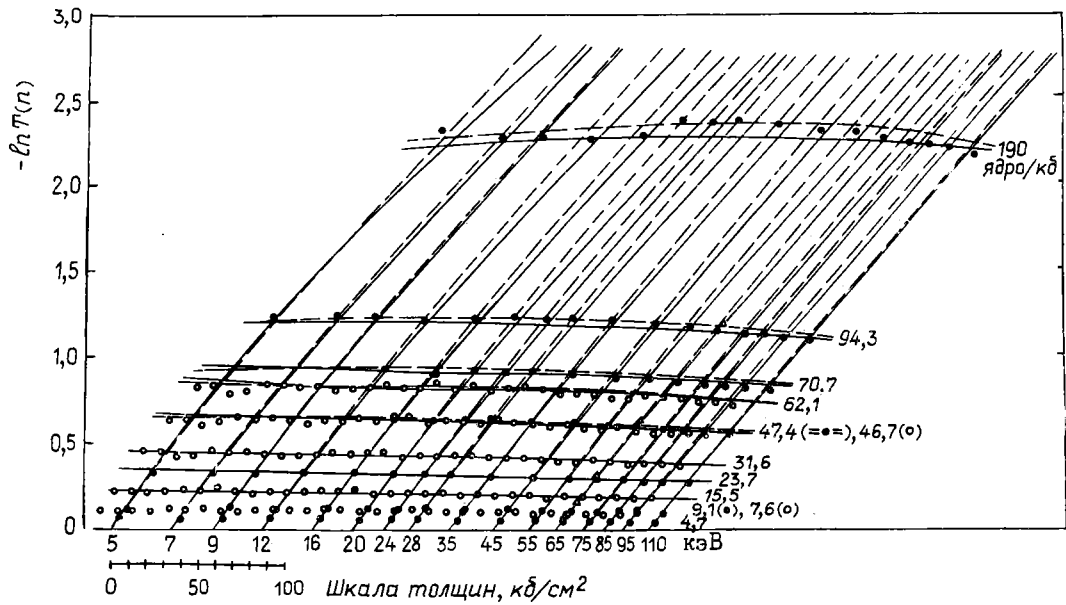


Рис. 1. Функция пропускания $T(n)$ для ^{238}U в зависимости от энергии падающих нейтронов и толщины образцов при комнатной температуре; сплошная линия - расчет по параметрам работы [4], штриховая - работы [17]; экспериментальные данные: ● - [4]; ○ - [9]; △ - [12]

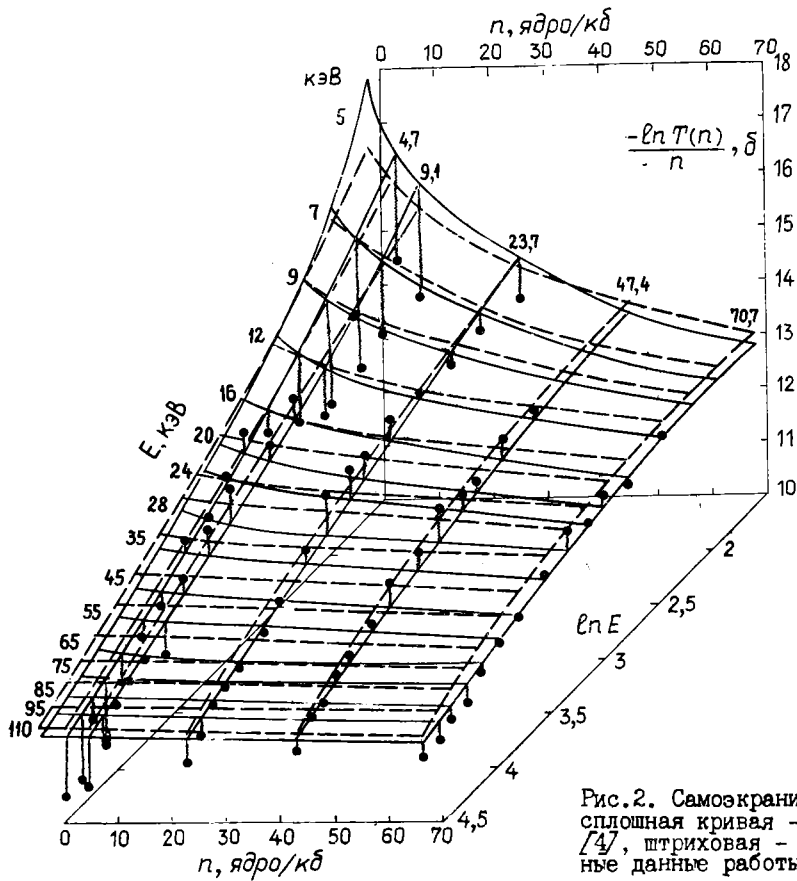


Рис. 2. Самоэкранированное полное сечение ^{238}U : сплошная кривая - расчет по параметрам работы [4], штриховая - работы [17]; экспериментальные данные работы [4]

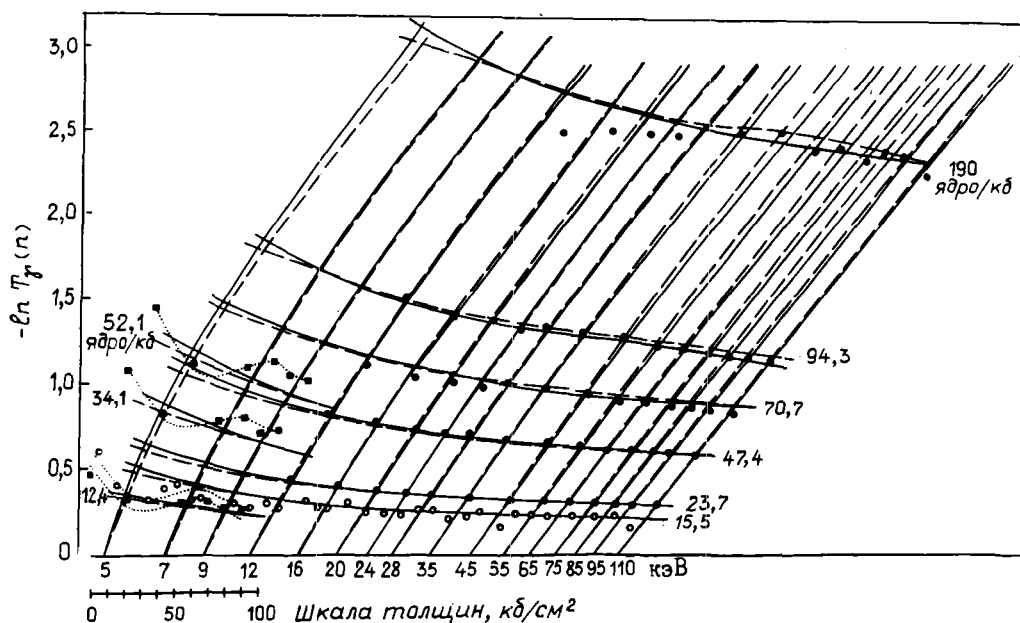


Рис.3. Функция самоиндикации реакции захвата в зависимости от энергии нейтронов и толщины образца; сплошная кривая - расчет по параметрам работы [4], штриховая - работы [17]; экспериментальные данные: ● - [2]; ○ - [10]; ■ - [11]

Следует отметить, что в работах [4,7-9,12] интервалы усреднения измеренных функций пропускания были иные, чем в работе [1]. Поэтому сопоставление всех работ можно сделать путем переусреднения данных различных работ в одинаковые широкие интервалы, например в энергетические группы системы констант БНАБ [6]. Такое сопоставление сделано на рис.4 для самоэкранированного полного сечения. Видно, что расчеты по параметрам работ [4, 6, 17] одинаково удовлетворительно описывают всю совокупность экспериментальных точек. Измерения пропусканий на самых малых толщинах (порядка миллиметра) проводились лишь авторами работ [1, 4, 9]. Как и следовало ожидать, ошибки измерений полного сечения на самых малых толщинах велики.

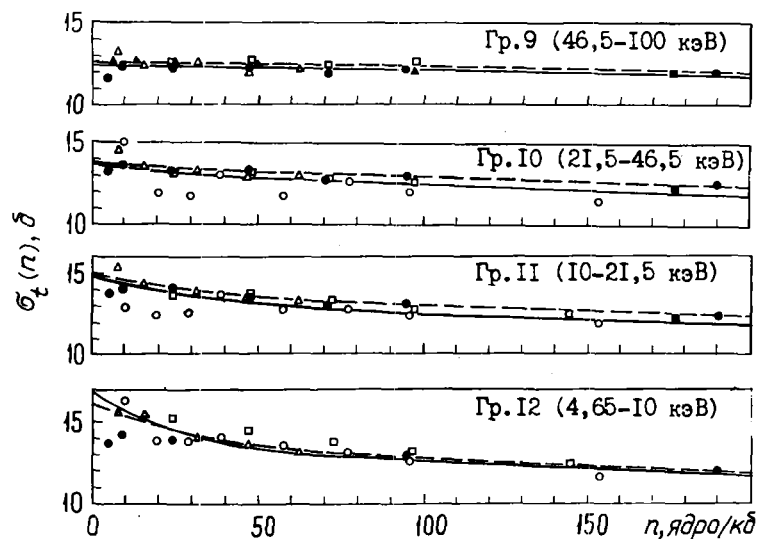


Рис.4. Самоэкранированное полное сечение ^{238}U в четырех группах БНАБ; сплошная кривая - расчет по параметрам работы [4], штриховая - работы [17]; экспериментальные данные: ● - [1]; ○ - [4]; ■ - [7]; □ - [8]; △ - [9]; ▲ - [12]

На рис.5 сравниваются экспериментальные значения сечения радиационного захвата $\sigma_n(E)$ для ^{238}U [3] с соответствующими расчетными данными. Сравнение с другими авторами проводится в работе [3]. Именно эта работа представляет интерес, так как измерения $\sigma_n(E)$ проводились в тех же методических условиях, что и функция пропускания и самоиндикации. Мы ограничились сравнением эксперимента с расчетом до энергий 50 кэВ, так как анализ при более высоких энергиях требует тщательных исследований влияния неупругого рассеяния и энергетической зависимости средних резонансных параметров. В рассматриваемом диапазоне энергий наблюдается удовлетворительное расчетное описание экспериментальных точек. Некоторое превышение экспериментальных точек по сравнению с расчетом в области малых энергий может быть объяснено недостаточным учетом эффекта многократного рассеяния резонансных нейтронов в образце [19].

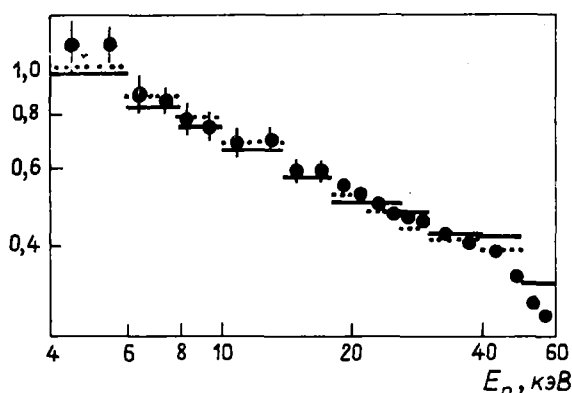


Рис.5. Сечение радиационного захвата ^{238}U в области энергий 4-60 кэВ: сплошная гистограмма - расчет по параметрам работы [4], точечная - работы [17]; экспериментальные данные работы [3].

Таким образом, можно констатировать, что достигнуто удовлетворительное описание экспериментальных данных по функциям пропускания, самоиндикации реакции захвата и сечения захвата для ^{238}U в области неразрешенных резонансов 4-50 кэВ. Различие результатов расчетов с использованием оценок средних резонансных параметров [4, 6, 17] не превышает экспериментальных ошибок.

Групповые константы

В работе [4] приведены некоторые предварительные данные по оценкам групповых констант. В табл.2 даны оценки групповых сечений, в табл.3 и 4 - факторы резонансного самоэкранирования и их температурные приращения. Результаты расчета по параметрам работы [4] сравниваются с табличными данными работы [6].

Таблица 2

Групповые сечения ^{238}U , б

Номер группы	E, кэВ	σ_t		σ_n		σ_e	
		А	Б	А	Б	А	Б
I0	21,5-46,5	13,4	13,4	0,431	0,445	13,0	13,0
II	10,0-21,5	14,8	14,5	0,615	0,597	14,2	13,9
I2	4,65-10,0	16,5	15,9	0,863	0,814	15,6	15,1

Примечание. А - данные настоящей работы, расчет по параметрам [4]; Б - данные БНАБ-78 [6].

Сравнение полученных оценок групповых констант с табличными данными БНАБ-78 [6] показывает наличие систематических отклонений за пределы приведенных выше погрешностей. Из наиболее существенных отметим следующие тенденции [6] по сравнению с результатами настоящей работы: занижение $\langle \sigma_n \rangle$ и систематическое завышение значений факторов резонансного самоэкранирования и их температурных приращений (недоучет эффектов резонансного самоэкранирования и доплеровского уширения).

Такой вывод был сделан и ранее [4] на основе предварительных оценок групповых констант (в работе [4] доплеровский эффект не рассматривался). После апробирования оценок средних резонансных параметров [4] на новом экспериментальном материале вывод о систематическом характере расхождений наших оценок групповых констант с табличными данными [6] становится окончательным. Аналогичные тенденции расхождений получаются и для варианта расчетов по параметрам работ [6, 17]. Полученные нами более высокие значения доплеровских приращений означают, что соответствующая коррекция доплеровского коэффициента реактивности быстрого реактора ведет к улучшению проектной характеристики безопасности.

Таблица 3

Факторы резонансного самоэкранирования для разных сечений разбавления σ_0 при $T=300$ К

Номер группы	$f_t(\sigma_0)$				$f_g(\sigma_0)$				$f_e(\sigma_0)$			
	0	10	100	1000	0	10	100	1000	0	10	100	1000
Расчет по параметрам работы [4]												
10	774	885	965	996	879	927	983	998	893	934	982	998
11	544	787	912	990	781	860	960	995	794	861	950	993
12	472	709	846	966	659	753	910	787	724	794	907	984
Данные БНАБ-78 [6]												
10	855	907	974	997	910	948	988	998	912	946	986	998
11	755	828	936	991	830	884	968	996	844	880	963	995
12	668	756	882	978	719	795	929	990	780	832	930	989

Примечание. Все числа умножены на 10^3 .

Температурные приращения факторов резонансного самоэкранирования

Таблица 4

Номер группы	Приращения	Δf_t при σ_0 , равном:				Δf_g при σ_0 , равном:				Δf_e при σ_0 , равном:			
		0	10	100	1000	0	10	100	1000	0	10	100	1000
Расчет по параметрам работы [4]													
10	Δ_1	1024	382	128	16	450	279	71	7	388	231	70	9
	Δ_2	395	231	71	11	239	141	34	4	212	135	38	4
11	Δ_1	2231	597	305	113	856	566	186	25	679	421	184	29
	Δ_2	640	341	158	78	412	268	77	10	336	233	92	14
12	Δ_1	1017	585	421	148	1005	835	373	62	599	469	276	58
	Δ_2	1705	380	258	109	664	462	173	26	444	298	168	33
Данные БНАБ-78 [6]													
10	Δ_1	456	275	82	11	321	191	44	5	252	158	43	5
	Δ_2	264	17	47	6	149	88	20	2	152	97	25	3
11	Δ_1	682	395	181	30	585	391	115	15	373	265	104	15
	Δ_2	374	272	109	16	327	213	57	7	243	176	61	8
12	Δ_1	718	451	331	81	807	649	276	44	457	370	214	42
	Δ_2	467	356	222	45	573	433	158	22	334	272	136	23

Примечание. $\Delta_1 = f(900 \text{ К}) - f(300 \text{ К})$; $\Delta_2 = f(2100 \text{ К}) - f(900 \text{ К})$. Все числа умножены на 10^3 .

Погрешности

Прежде всего следует сравнить методы расчета функционалов: метод стохастического моделирования на основе R -матричной теории [16], разработанный нами с участием сотрудников ОИЯИ, и метод численного интегрирования по статистическим распределениям ядерных параметров (программа ГРУКОН [6]). Такое сравнение проведено в табл.5 на примере расчетов средних сечений, факторов резонансного самоэкранирования, а также функций пропускания и самоиндикации по захвату. Результаты показаны для интервала энергий нейтронов 30–40 кэВ (по программе ГРУКОН), соответствующий расчет проводился в точке 35 кэВ. Видно, что расхождения результатов малы (около 1%); это свидетельствует о физической близости обоих методов. Преимущество метода Монте-Карло заключается в гораздо большей эффективности и универсальности. Он позволяет в одном расчете получить исчерпывающую информацию: функцию распределения $P(\sigma_t)$ и корреляции $\sigma_x(\sigma_t)$, произвольные функционалы (включая их зависимость от температуры) и их дисперсии, обусловленные статистикой ядерных уровней для заданного энергетического интервала. Кроме того, что очень важно, в смежном коррелирующем расчете получают все необходимые для анализа коэффициенты чувствительностей функционалов (измеряемых величин и таких функционалов, как групповые константы, моменты сечений и т.д.). Принципиальное преимущество этого метода состоит в том, что он построен на базе общей R -матричной теории, учитывающей межуровневую интерференцию, поэтому применим для делящихся ядер, где эти эффекты доминируют. Метод численного интегрирования не дает такой возможности (если не учитывать эффекты межуровневой интерференции в форме поправок к брейт-вигнеровскому формализму). Что же касается нуклида ^{238}U , следует в данном случае констатировать практическое совпадение методов.

Таблица 5

Сравнение результатов расчетов разными методами
(параметры работ [6, 17], $E = 30-40$ кэВ, $T = 300$ К)

Групповые константы									
Метод	σ_t, σ	σ_g, σ	σ_p, σ	$f_t(\sigma_0) \cdot 10^3$			$f_g(\sigma_0) \cdot 10^3$		
				0	10	100	0	10	100
Монте-Карло (настоящая работа)	13,5	0,415	13,1	871	922	980	934	961	991
ГРУКОН	13,4	0,414	13,0	888	926	979	934	957	989
Самоиндикация $T_p(n) \cdot 10^3$									
Метод	$n \cdot 10^3$ ядро/б								
	4,70	9,10	23,7	47,4	70,7	94,3	190		
Монте-Карло (настоящая работа)	934	877	712	512	373	273	81,1		
ГРУКОН	936	879	717	518	379	277	80,6		
Пропускание $T(n) \cdot 10^3$									
Метод	$n \cdot 10^3$ ядро/б								
	4,70	9,10	23,7	47,4	70,7	94,3	190		
Монте-Карло (настоящая работа)	938	885	729	535	398	296	94,3		
ГРУКОН	939	886	731	538	399	296	91,4		

Таким образом, расчетно-методическая погрешность в сравниваемых результатах отсутствует. Можно говорить лишь о различиях в модельных параметрах в вариантах расчетов на основе оценок работ [4, 6, 17]. Соответствующие расхождения в групповых константах таковы, что их считают статистически незначимыми с точки зрения погрешностей экспериментальных нейтронных данных, рассмотренных выше. Эти расхождения перекрываются апостериорными оценками погрешностей.

В табл. 6 и 7 приведены априорные и апостериорные оценки средних резонансных параметров и соответственно групповых констант, полученных в анализе экспериментальных данных по пропусканию в работе [4]. Априорная погрешность средней радиационной ширины $\bar{\Gamma}_r$ принималась равной 10% и не изменилась, так как в процедуре статистической оптимизации на базе коэффициентов чувствительностей экспериментальные данные о сечении σ_r не учитывались. Поэтому погрешность групповых сечений поглощения в группах 10-12 составляет примерно 10% (в соответствии с существующими представлениями о точности измерений этой величины).

Таблица 6

Априорные (А) и апостериорные (Б) погрешности средних резонансных параметров ^{238}U , %

Погрешность	S_0	S_1	R_0	\bar{D}
А	15	15	5	15
Б	8	10	1,5	13

Таблица 7

Априорные (А) и апостериорные (Б) погрешности групповых констант ^{238}U , %

Номер группы	Погрешность	σ_t	σ_p	$f_t(\sigma_0)$		$f_p(\sigma_0)$		$f_e(\sigma_0)$	
				0	10	0	10	0	10
				10	А	9	9	11	3
	Б	2	2	8	2	1,5	0,8	2	1
11	А	9	9	15	4	3	2	5	3
	Б	3	3	12	3	2,5	1,5	3	2
12	А	9	9	18	7	4	2	8	5
	Б	4	4	14	4	2,5	1,5	5	3,5

Из приведенных данных можно сделать вывод, что достигнутая в настоящее время апостериорная погрешность (т.е. после учета экспериментов по пропусканию) факторов резонансного самоэкранирования приближается к требуемому уровню. Важно отметить, что полученные оценки всей совокупности групповых констант являются самосогласованными (определены в рамках единой теоретической модели на базе единого экспериментального материала). Попытки нестатистического и безмодельного подхода могут привести к необоснованным физическим выводам. Например, в работе [8] делается вывод о совпадении эмпирических оценок с табличными данными [6] по факторам резонансного самоэкранирования полного сечения $f_t(0)$ с точностью 2-3% при такой же заявленной точности оценок. Настоящий анализ этого не подтверждает.

Существующие в области неразрешенных резонансов экспериментальные данные для ^{238}U по функциям пропускания и самоиндикации захвата, а также результаты последних измерений сечения радиационного захвата сравниваются с двумя вариантами оценок средних резонансных параметров ([4] и [6, 17]). Делается вывод об одинаково удовлетворительном описании экспериментальных данных в том и в другом варианте. Обращается внимание на отсутствие теоретического обоснования принятой в оценках [6, 17] зависимости плотности уровней от четности. Полученные оценки групповых констант (исходя из оценок средних резонансных параметров [4]) сравниваются с табличными данными БНАБ-78. Обсуждаются погрешности результатов.

Список литературы

1. Кононов В.Н., Полетаев Е.Д. В кн.: Нейтронная физика: Материалы 2-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 23 мая - 1 июня 1973 г. Обнинск: ФЭИ, 1974, ч.2, с.199-205.
2. Кононов В.Н., Полетаев Е.Д., Боховко М.В. и др. В кн.: Нейтронная физика: Материалы 5-й конференции по нейтронной физике, Киев, 15-19 сентября 1980 г. М.: ЦНИИатоминформ, 1980, ч.2, с.276-279.

3. Казаков Л.Е., Кононов В.Н., Мантуров Г.Н. и др. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1986, вып.3, с.37-45.
4. Ваньков А.А., Гостева Л.С., Украинцев В.Ф. Там же, 1983, вып.3 (52), с.27-33.
5. Ваньков А.А., Григорьев Ю.В., Николаев М.Н. и др. Температурная зависимость структуры полного сечения ^{238}U . - In: Proc. of intern. conf. on nucl. data for reactors. Vienna: IAEA, 1970, v.1, p.559-569.
6. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Николаев М.Н., Цибуля А.М. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. М.: Энергоиздат, 1981.
7. Филиппов В.В. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1977, вып.26, с.5-7.
8. Филиппов В.В. Там же, 1985, вып.4, с.33-38.
9. Yuonh T., Block R., Semler T. Temperature dependent transmission and self-indication measurements upon depleted uran in the unresolved region. 1972, book 2, p.1115-1131: Conf.-72091.
10. Harris D., Block R., Hwang R. In: Proc. of intern. conf. on nucl. data for basic and applied sci. (Santa-Fe, may 1985). 1985, v.1, p.505-508.
11. Perez R.B., G. de Saussure, Yang T. e.a. Trans. Amer. Nucl. Soc., 1983, v.44, p.537.
12. Poenitz W.P., Whallen J.F., Smith A.B. Nucl. Sci. and Engng, 1981, v.78, N 4, p.333-341.
13. Rowlands J. In: Proc. of IAEA meeting on uranium and plutonium isotopes parameters. Vienna, 1981, p.25-30: INDC(NDC)-129/GJ.
14. Salvatores N., Palmiotti G., Derrien H. e.a. Ibid., p.31-46.
15. Frohner F.H., Fisher U., Jahu H. Comparative study of neutron strength functions for actinids. Vienna: IAEA, 1980, p.31: INDC(CFR)-21/L.
16. Ваньков А.А., Тощков С.А., Украинцев В.Ф. и др. Метод анализа функций пропускания и нейтронных сечений в области неразрешенных резонансов тяжелых нуклидов: Сообщение ОИЯИ-3-84-848. Дубна, 1984.
17. Мантуров Г.Н., Дунев В.П., Горбачева Л.В. В кн.: Нейтронная физика: Материалы 6-й конференции по нейтронной физике, Киев, 2-6 октября 1983 г. М.: ЦНИИАтоминформ, 1984, т.2, с.231-237.
18. Ваньков А.А. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1985, вып.4, с.31-33.
19. Ваньков А.А. Расчет эффектов резонансного самоэкранирования и рассеяния нейтронов в образце в измерениях микроскопического сечения радиационного захвата нейтронов: Препринт ОИЯИ-1797. Обнинск, 1986.

Статья поступила в редакцию 2 февраля 1987 г.

УДК 621.039.51

ПОГРЕШНОСТИ ПОДГОТОВКИ МАЛОГРУППОВЫХ КОНСТАНТ
НА ОСНОВЕ УПРОЩЕННОГО РЕШЕНИЯ МНОГОГРУППОВОЙ ЗАДАЧИ ДИФфуЗИИ
В ТРЕХМЕРНОЙ ГЕКСАГОНАЛЬНОЙ ГЕОМЕТРИИ

А. С. Серёгин, В. А. Пивоваров, И. Р. Суслов,
Т. И. Журавлева

FEW-GROUP CONSTANTS PREPARATION UNCERTAINTIES ON THE BASE OF SIMPLIFIED SOLUTION OF THE THREE-DIMENSIONAL MULTIGROUP DIFFUSION PROBLEM IN HEXAGONAL GEOMETRY. Few-group constants uncertainties induced by using approximate neutron spectra of physical zones for collapsing of multigroup cross-sections are discussed. The investigation is made for an example of three-dimensional (HEX-Z) test problem of a power LMFBR. The influence of the above constants uncertainties on the main fast reactor characteristics calculation is considered.

Многовариантные нейтронно-физические расчеты быстрых реакторов в двух- и трехмерной гексагональных геометриях в настоящее время проводятся главным образом на основе малогруппового диффузионного приближения. Малогрупповые константы при этом получают путем коллапса многогрупповых блокированных констант (в том числе и коэффициентов диффузии) с весами средних по физическим зонам

нейтронных спектров. Определение зонных спектров с помощью полного решения многогрупповой нейтронно-физической задачи в реальной геометрии сопряжено с большими затратами. В связи с этим в работе [1] предложен алгоритм упрощенного расчета зонных спектров в трехмерной гексагональной геометрии, обеспечивающий необходимое для инженерных программ быстродействие. Цель настоящей работы - оценка качества предложенных в работе [1] приближений. Исследуется их влияние на подготовку малогрупповых констант и на расчет важнейших функционалов: коэффициента $K_{эф}$, эффективности органов регулирования, параметров воспроизводства, энерговыделения.

Основные приближения методики [1] состоят в следующем:

П1. При решении трехмерной 26-групповой задачи диффузии проводится лишь одна внешняя итерация. Распределение источников нейтронов деления при этом берется из одногруппового решения нейтронно-физической задачи в трехмерной гексагональной геометрии. Необходимые для такого решения одногрупповые константы коллапсируются из 26-групповых сечений, подготовленных комплексом АРАМАКО [2], с весами зонных спектров, рассчитанных в V^2 -приближении.

П2. В целях сокращения обменов с внешней памятью при вычислении источников замедляющихся нейтронов используется приближение

$$\sum_{\ell=1}^{g-1} \sum \ell \rightarrow g(\vec{z}) \phi^{(\ell)}(\vec{z}) \approx \sum_{\ell=1}^{g-1} \sum \ell \rightarrow g(\vec{z}) \phi^{(g-1)}(\vec{z}) + \left[\frac{\sum_{\ell=1}^{g-2} \phi^{(\ell)}(\vec{z})}{\sum_{\ell=1}^{g-2} \bar{\phi}_i^{(\ell)}} \right] \sum_{\ell=1}^{g-2} \sum \ell \rightarrow g(\vec{z}) \bar{\phi}_i^{(\ell)}, \quad (1)$$

где $\sum \ell \rightarrow g(\vec{z})$ - сечение перевода из группы ℓ в группу g ; $\phi^{(\ell)}(\vec{z})$ - пространственное распределение потока ℓ -й группы; $\bar{\phi}_i^{(\ell)}$ - интегральный групповой поток в i -й физической зоне.

П3. Критерий выхода из внутренних итераций в 26-групповом расчете определяется выражением

$$\varepsilon_0 > \max_{\vec{z} \in V} \left| \frac{\phi_n^{(g)}(\vec{z}) - \phi_{n-1}^{(g)}(\vec{z})}{\psi(\vec{z})} \right|, \quad (2)$$

где n - номер внутренней итерации; $\psi(\vec{z})$ - полный поток, полученный из одногруппового расчета [в традиционном критерии в знаменателе стоит обычно $\phi_{n-1}^{(g)}(\vec{z})$]. В серийных расчетах $\varepsilon_0 = 0,01$.

П4. Переход к конечно-мерному представлению задачи диффузии выполняется на основе обычно-го конечно-разностного метода на крупной сетке. Узлы располагаются в центрах тяжести 6-гранных призм. Исследование проводится на примере большого быстрого энергетического реактора с оксидным уран-плутониевым топливом и натриевым теплоносителем [3]. Активная зона содержит 441 ячейку и разделена на три подзоны: малого обогащения - 211 ячеек, среднего обогащения - 112 ячеек и большого обогащения - 108 ячеек. Расстояние между центрами пакетов равно 16 см, высота активной зоны составляет 101,5 см. Ниже и выше активной зоны располагаются торцевые экраны толщиной по 40,4 см; боковой экран представляет собой кольцевую зону из 270 пакетов. В качестве воспроизводящего материала в экранах используется металлический уран. С внешней стороны модель окружена пакетами подпора, содержащими гомогенную смесь стали и натрия.

Реактор содержит 12 органов СУЗ: 6 борных компенсаторов во внешнем кольце и 6 борных стержней аварийной защиты во внутреннем кольце. Расчеты проведены для состояния с 12 полностью опущенными борными стержнями.

Рассмотрены два широкогрупповых разбиения: 4-групповое (группы БНАБ 1-4, 5-8, 9-12, 13-26) и 6-групповое (группы БНАБ 1-4, 5-6, 7-8, 9-11, 12-14, 15-26).

Ниже приводится сравнение констант, усредненных с весами эталонных спектров и спектров, рассчитанных в приближениях П1-П4. В качестве эталонных приняты зонные спектры, полученные по программе IS [4], позволяющей решать многогрупповое диффузионное уравнение в трехмерной гексагональной геометрии на треугольной сетке (шесть точек на шестигранную призму). Для оценки влияния константной погрешности на расчет основных реакторных характеристик проведены трехмерные расчеты рассматриваемой модели по программе TRIGEX [5] с использованием двух наборов малогрупповых констант: эталонного (обозначим IS) и приближенного (TR).

Говоря о погрешностях подготовки малогрупповых констант, мы имеем в виду лишь тот компонент константной погрешности, который обусловлен использованием при коллапсации приближенных зонных спектров и не затрагивает вопросов, связанных с методами свертки и с погрешностями исходных многогрупповых сечений.

Погрешности подготовки малогрупповых констант. В табл. I приведены погрешности 4-групповых макроконстант для различных зон реактора. Видно, что максимальное отличие эталонных и приближенных коэффициентов диффузии для всех зон составляет 0,6% (вторая группа в поглотителе СУЗ). Аналогичная картина и для сечения размножения $\nu \Sigma_f$ во всех зонах, за исключением бокового экрана, где наибольшее расхождение равно 2%. Погрешности в сечениях поглощения Σ_a также не превышают 2%. Наибольшие отличия до 16,5% наблюдаются в сечениях замедления $\Sigma^{3 \rightarrow 4}$. Это связано с подготовкой 26-групповых констант упругого замедления, точнее с расчетом поправки β_g , вводимой в методике БНАБ [3] для учета формы внутригруппового спектра. Эта поправка весьма чувствительна к небольшим изменениям спектра, что и проявилось в заметных отличиях сечений $\Sigma^{g \rightarrow g+1}$. Следует подчеркнуть, что расчет поправки β_g в системе АРАМАКО не является строгим. В работе [6] показано, что погрешность стандартной процедуры в определении этой поправки для первых 12 групп БНАБ лежит в пределах 2-8%, а в нижних группах достигает 20-50% и более. Таким образом, отмеченные различия 4-групповых констант $\Sigma^{g \rightarrow g+1}$ не выходят за рамки неопределенности исходных 26-групповых сечений упругого замедления.

Погрешности 4-групповых констант
($\delta = 100 [\sigma(\text{TR}) - \sigma(\text{IS})] / \sigma(\text{IS})$)

Таблица I

Зона	Группа	$D(\text{IS})$	$\delta, \%$	$\nu \Sigma_f(\text{IS})$	$\delta, \%$	$\Sigma_a(\text{IS})$	$\delta, \%$	$\Sigma^{g \rightarrow g+1}(\text{IS})$	$\delta, \%$
Малого обогашения	1	2,93	-	0,0136	-	0,00531	-	0,0351	-0,2
	2	1,77	-	0,00407	-	0,00244	-	0,00649	0,1
	3	1,15	-0,4	0,00422	0,4	0,00501	0,1	0,00249	13,3
	4	0,813	0,1	0,0138	0,4	0,0189	0,3	-	-
Большого обогашения	1	2,78	-	0,0170	-	0,00644	-	0,0368	-0,2
	2	1,68	0,1	0,00582	0,2	0,00316	-	0,00654	-0,8
	3	1,09	-0,5	0,00603	0,4	0,00606	1,0	0,00223	16,5
	4	0,757	-	0,0184	-	0,0282	-	-	-
Бокового экрана	1	2,28	-0,1	0,0255	-0,1	0,00996	-0,1	0,0550	0,3
	2	1,51	-0,5	0,00121	-0,6	0,00294	0,1	0,00570	2,9
	3	0,904	-0,4	0,00125	0,3	0,00794	1,2	0,000571	3,8
	4	0,691	0,2	0,00405	2,0	0,0217	0,7	-	-
СУЗ	1	2,74	-0,2	0,00534	-	0,0353	-	0,0353	1,8
	2	1,69	0,4	-	-	0,0134	-0,9	0,0109	-2,9
	3	1,07	0,7	-	-	0,0424	-1,8	0,00176	-11,1
	4	0,507	-0,5	-	-	0,188	-1,0	-	-

В табл. 2 сравниваются 6-групповые константы. Видно, что максимальные погрешности приближенной подготовки 6-групповых констант в 2-3 раза меньше, чем 4-групповых. Наибольшее различие в коэффициентах диффузии составляет 0,3%. Максимальная погрешность сечения генерации нейтронов деления в боковом экране снизилась до 0,7%, сечения поглощения в поглотителе СУЗ - до 1,2%. Существенно уменьшились и отличия в сечениях замедления.

Отмеченные погрешности подготовки малогрупповых констант связаны с использованием перечисленных выше приближений П1-П4. Однако вклады этих приближений в результирующую погрешность неодинаковы. Детальный анализ расхождений эталонного и приближенного расчетов на уровне зонных спектров показал, что основным источником погрешности является грубая конечно-разностная аппрок-

симуляция с одним узлом на шестигранную призму, используемая для решения 26-групповой трехмерной задачи (П4). Ее влияние наиболее сильно сказывается на спектрах поглощающей части СУЗ.

Вторым по величине вклада в суммарную погрешность подготовки малогрупповых констант следует поставить приближение П1, связанное с расчетом источника нейтронов деления. Наибольшее влияние это приближение оказывает на расчет спектров бокового и торцевого экранов. Основной причиной погрешности является использование одногрупповых констант, полученных в B^2 -приближении, недостаточно корректном для этих зон.

Использование критерия (2) ПЗ для завершения внутренних итераций не вносит заметных погрешностей в подготовку малогрупповых констант. Сравнение расчетов, проведенных на основе традиционного критерия с $\epsilon_0 = 0,001$ и критерия (2) с $\epsilon_0 = 0,01$ показало, что максимальное отличие 4-групповых макроконстант составляет всего лишь 0,2%. В то же время число итераций от использования этого приближения сокращается в 2-2,5 раза.

Еще меньшую погрешность вносит приближение П2 для расчета источника замедления. Оценка показала, что переход к более корректному определению источника замедляющихся нейтронов даже для бокового экрана не изменяет значения 4-групповых констант более чем на 0,1%.

Погрешности шестигрупповых констант Таблица 2

Зона	Группа	$D(IS)$	$\delta, \%$	$\nu \Sigma_f (IS)$	$\delta, \%$	$\Sigma_a (IS)$	$\delta, \%$	$\Sigma^{g-}g^{+1}(IS)$	$\delta, \%$
Малого обогащения	1	2,93	-	0,0136	-	0,00531	-	0,0295	-0,2
	2	2,05	-	0,00488	-	0,00250	-	0,0179	-0,1
	3	1,51	-	0,00368	-	0,00274	-	0,00594	0,6
	4	1,11	-	0,00418	-	0,00538	-	0,00781	3,1
	5	0,773	-	0,00747	0,2	0,0115	0,2	0,00506	1,6
	6	0,879	-	0,0230	0,1	0,0279	0,1	-	-
Большого обогащения	1	2,78	-	0,0170	-	0,00644	-	0,0307	-0,3
	2	1,95	-	0,00689	0,1	0,00327	0,1	0,0184	-0,7
	3	1,42	-	0,00527	-	0,00348	-	0,00600	-0,4
	4	1,05	-	0,00601	-	0,00655	-	0,00760	4,3
	5	0,733	-	0,0106	0,1	0,0138	0,1	0,00429	0,6
	6	0,822	-	0,0319	-	0,0340	-	-	-
Бокового экрана	1	2,28	-	0,0255	-0,1	0,00996	-0,1	0,0426	0,3
	2	1,90	-	0,00156	-0,4	0,00270	-0,1	0,0163	1,3
	3	1,22	-0,1	0,00109	-	0,00381	0,3	0,00432	2,0
	4	0,855	-	0,00125	-	0,00942	-	0,00409	3,2
	5	0,652	-	0,00217	-0,7	0,0162	-0,5	0,00313	1,6
	6	0,717	-	0,00719	0,6	0,0272	-	-	-
СУЗ	1	2,74	-0,2	-	-	0,00534	-	0,0331	1,9
	2	2,02	-0,3	-	-	0,00637	-1,2	0,0280	-1,5
	3	1,40	0,2	-	-	0,0213	-0,5	0,00872	-4,6
	4	0,986	0,3	-	-	0,0493	-0,6	0,00950	-6,5
	5	0,573	-	-	-	0,114	-1,0	0,00365	-8,4
	6	0,477	-	-	-	0,318	0,1	-	-

Влияние погрешностей подготовки малогрупповых констант на расчет реакторных характеристик. Приведенные в предыдущем разделе малогрупповые константы были использованы для трехмерного расчета исходной модели по программе TRIGEX. Сравнение результатов, полученных на основе эталонного и приближенного наборов констант, дает представление о влиянии погрешностей рассматриваемой методики на расчет реакторных характеристик в 4- и 6-групповом приближении.

Расчеты показали, что использование упрощенной методики расчета 26-групповых зонных спектров занижает величину коэффициента $K_{эф}$ всего лишь на 0,05%. Это вполне удовлетворяет требованиям предъявляемым к инженерной программе. В 6-групповом расчете расхождение эталонного и приближенного расчетов вдвое меньше - 0,024%.

Максимальная погрешность эффективности 12 органов СУЗ не превышает 2% для 4-группового расчета и 1% в 6-групповом приближении.

В табл.3 представлены результаты расчета избыточного коэффициента воспроизводства в 4- и 6-групповом приближениях. Приведены значения

$$BG_j = \frac{\sum_i \gamma_i (N_c^{i-1} - N_{c,f}^i)_j}{(N_f)_p},$$

где γ_i - весовые коэффициенты реактивности i -го изотопа; N_c^i, N_f^i - соответственно числа захватов и деления i -го изотопа в j -й зоне (p - во всем реакторе).

Таблица 3

Параметры воспроизводства расчетной модели

Зона	4-Групповой расчет		6-Групповой расчет	
	TR	IS	TR	IS
Малого обогащения	-0,0361	-0,0349	-0,0353	-0,0349
Среднего обогащения	-0,0619	-0,0611	-0,0610	-0,0608
Большого обогащения	-0,0894	-0,0887	-0,0882	-0,0879
Бокового экрана	0,2193	0,2203	0,2191	0,2192
Торцевого экрана	0,2932	0,2938	0,2944	0,2942
Активная	-0,1874	-0,1847	-0,1845	-0,1836
Экран	0,5125	0,5141	0,5135	0,5134
Реактор	0,3251	0,3294	0,3290	0,3298

Из табл.3 видно, что использование приближенных зонных спектров в рассматриваемой модели приводит к занижению коэффициента BG по реактору как в 4-групповом, так и в 6-групповом приближениях. Однако погрешности в вычислении показателя воспроизводства незначительны - 0,0043 в 4-групповом и 0,0008 в 6-групповом расчетах.

Сравнение радиальных и высотных распределений характеристик энерговыделения (мощности пакетов, средних плотностей энерговыделения для шестигранных призм расчетного слоя) показало, что погрешности 4-группового расчета в пакетах зон малого, среднего и большого обогащений не превышают 0,6%. В боковом и торцевом экранах максимальная ошибка равна 0,7% и лишь в органах СУЗ достигает 2,3%. Для 6-группового расчета соответствующие величины равны 0,4; 0,6 и 0,8%. С точки зрения инженерных расчетов такая точность достаточна.

Существенно большие расхождения наблюдаются при сравнении малогрупповых потоков. В 4-групповом приближении максимальная погрешность достигает 9% (в четвертой группе зоны большого обогащения), доля потока нейтронов в этой группе не превышает 4%, что обусловило ее слабое влияние на погрешность интегральных характеристик. Погрешности потоков в остальных группах имеют разные знаки. Это приводит к компенсации погрешностей при расчете линейных и дробно-линейных функционалов.

В 6-групповом расчете максимальная погрешность потока составляет 3% (шестая группа в боковом экране). В активной зоне и в органах СУЗ ошибка для последней группы не превышает 2,5%, в первых четырех группах, которыми определяется основная доля нейтронного потока (90% и более), различие результатов не превышает 1,2%.

Анализ приближений, реализованных в константном модуле комплекса TRIGEX, показал, что точность сверстки 4- и 6-групповых констант на основе упрощенного трехмерного многогруппового расчета соответствует сегодняшнему уровню точности подготовки исходных 26-групповых сечений.

Наибольшие погрешности вносятся приближениями, связанными с использованием крупной расчетной сетки в трехмерном 26-групповом расчете (главным образом в органах СВЗ) и с определением источника нейтронов деления в экранах на основе одnogрупповых констант, полученных в V^2 -приближении.

Влияние методических погрешностей подготовки 4- и 6-групповых констант на расчет значений $K_{эф}$, $K_{эф}^{BG}$, эффективностей органов СВЗ, поля энерговыделения достаточно мало. Рассмотренная методика в целом обеспечивает необходимые для инженерной программы точность и быстродействие. Усовершенствование методики может быть достигнуто путем уточнения конечно-разностной аппроксимации 26-групповой задачи, например с помощью коэффициентов коррекции [7], а также путем более корректного определения одnogрупповых констант в воспроизводящих зонах для расчета источника нейтронов деления.

Список литературы

1. Пивоваров В.А., Серегин А.С. Методика и программа автоматизированной подготовки малогрупповых констант для расчета реакторов в трехмерной гексагональной геометрии. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1984, вып.5(59), с.27-34.
2. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Николаев М.Н., Цибуля А.М. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. М.: Энергоиздат, 1981.
3. Матвеев В.И., Бобров С.Б., Серегин А.С. и др. Тестовая модель быстрого энергетического реактора большой мощности в гексагональной геометрии. Описание и результаты расчетов: Доклад на семинаре специалистов стран-членов СЭВ "Методы расчетов физических характеристик реакторов на быстрых нейтронах". Бухарест, 1985.
4. Колесов В.Е., Суслов И.Р. Расчеты пространственно-энергетического распределения в ГЕКС-2 геометрии методом итерации по подобластям. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Физика и техника ядерных реакторов, 1985, вып.5, с.53-56.
5. Серегин А.С. О повышении точности решения малогрупповой задачи диффузии на крупной сетке в трехмерной гексагональной геометрии. - Там же, с.46-53.
6. Пивоваров В.А. Компенсация погрешностей подготовки групповых констант при расчете эффективного коэффициента размножения нейтронов: Препринт ФЭИ-ИЗЭИ. Обнинск, 1982.
7. Takeda T., Komano Y., Extension of *askews* coarse-mesh method to few-group problems for calculating two-dimensional power distribution in fast breeder reactor. - Nucl. Sci. and Engng, 1977, v.62, N 4, p.751-756.

Статья поступила в редакцию 30 июня 1987 г.

УДК 681.327:539.170.013

ТЕСТИРОВКА ПРОГРАММ РАСЧЕТА ФУНКЦИОНАЛОВ СЕЧЕНИЙ В ОБЛАСТИ НЕРАЗРЕШЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ

В. Н. Ко щ е е в, А. С. К р и в ц о в, В. В. С и н и ц а, В. Ф. У к р а и н ц е в

THE TESTING OF CROSS-SECTION FUNCTIONAL CALCULATIONS CODES IN UNRESOLVED RESONANCE REGION. The results of the codes GRUCON, MMK and NJOY testing for treating of the evaluated neutron data for unresolved resonance region are present. The sets of the average resonance parameters of ^{238}U and ^{239}Pu isotopes, same as used by Munos-Cobos et al and Ribon et al, are taken for testing. Average cross-sections, self-shielding factors and doppler-increments of self-shielding factors are compared with the mentioned authors original results. The conclusions about reliability of the neutron data treatment procedure performed by testing codes for practical group constant preparing tasks are made.

После проведения нескольких туров международной тестировки рабочих программ, выполненной под руководством МАГАТЭ [1], вопрос о правильности переработки нейтронных данных оказался в центре внимания многих специалистов.

Пользуясь публикацией двух работ [2,3], в которых на примере совокупности тестов для ^{238}U и ^{239}Pu изучался вопрос о надежности методик вычисления факторов резонансной самоэкранировки сечений, авторы провели тестировку используемых в нашей стране программ по переработке нейтронных данных ГРУКОН, ММК и НЮУ на предложенных тестах. Тесты являются вполне представительными и позволяют сделать вывод о надежности тестируемых программ, используемых для переработки файлов оцененных нейтронных данных в групповые константы для физических расчетов ядерных реакторов на быстрых нейтронах и радиационной защиты.

Условия тестов

Тест № 1: средние резонансные параметры ^{238}U в энергетической области 2,0347–3,3546 кэВ [2] получены путем усреднения параметров известных разрешенных резонансов. Изучается только s-волна, которая дает максимальный вклад в этой области энергий. Спектр усреднения $\phi(E) = 1/E$.

Тест № 2: средние резонансные параметры ^{238}U в энергетической точке 4,0 кэВ [3]. Несмотря на то, что для теста приводятся параметры для s-, p- и d-волн, максимальный вклад, как и в случае теста № 1, дает s-волна. В отличие от теста № 1 здесь устраняется погрешность усреднения по энергетическому интервалу.

Тест № 3: средние резонансные параметры ^{239}Pu в энергетической области 275,36–454,0 эВ [2] получены путем усреднения параметров известных разрешенных резонансов. Изучается s-волна, которая возбуждает состояния с $J=0$ и $J=1$. Следовательно, возникает дополнительная (по сравнению с тестами № 1,2) проблема учета сравнимых вкладов двух состояний в нелинейные функционалы сечений. Кроме того, дополнительные усложнения связаны с учетом деления. Спектр усреднения $\phi(E) = 1/E$.

Значения средних резонансных параметров для всех тестов приведены в табл. I.

Рассчитывались и сравнивались следующие функционалы сечений:

1) средние сечения $\langle \sigma_x(T) \rangle = \int \phi(E) \sigma_x(T, E) dE / \int \phi(E) dE$;

2) факторы резонансной самоэкранировки сечений для парциальных сечений

$$f_x(\sigma_0, T) = \langle \sigma_x(T) / [\sigma_t(T) + \sigma_0] \rangle / \left\{ \langle \sigma_x(T) \rangle \langle 1 / [\sigma_t(t) + \sigma_0] \rangle \right\},$$

для полного сечения

$$f_t(\sigma_0, T) = \langle 1 / \sigma_t(T) \rangle \left\{ \langle 1 / [\sigma_t(T) + \sigma_0] \rangle / \langle 1 / [\sigma_t(T) + \sigma_0]^2 \rangle - \sigma_0 \right\};$$

3) доплеровские приращения факторов самоэкранировки $f_x(\sigma_0, T_2) - f_x(\sigma_0, T_1)$,

где x - индекс реакции; T - температура среды; σ_0 - сечение разбавления нуклида в среде.

Таблица I

Средние резонансные параметры тестовых вариантов

Номер теста	Изотоп	AWR	R, фм	ℓ	J	\bar{D} , эВ	$\bar{\Gamma}_n^0$, эВ	$\bar{\Gamma}_f$, эВ	$\bar{\Gamma}_f^0$, эВ	ν_n	ν_f	
1	^{238}U	236,006	9,184	0	0,5	20,0	2,2E-3	0,0235	0,0	I	0	
2	^{238}U	236,006	9,3981*	0	0,5	20,0	2,10E-3	0,0235	0,0	I	0	
					1	0,5	20,0	1,549E-3	0,0235	0,0	I	0
					1,5	10,0	7,745E-4	0,0235	0,0	I	0	
					2	1,5	10,0	2,50E-3	0,0235	0,0	I	0
					2,5	6,67	1,67E-3	0,0235	0,0	I	0	
3	^{239}Pu	236,499	9,0535	0	0,0	8,20	8,49E-4	0,0407	2,495	I	2	
					1,0	2,86	2,83E-4	0,0462	0,038	I	I	

* В оригинальном тесте [3] приведено значение $R = 8,9$ фм и используется фоновое сечение рассеяния. В работе [2] фоновое сечение рассеяния учитывается с помощью радиуса рассеяния $R = 9,3981$ фм. В настоящей работе фоновое сечение рассеяния учитывается аналогичным образом.

Тестируемые программы

Все привлеченные к тестировке программы реализуют различные модели резонансной структуры сечений для расчета функционалов этих сечений в области неразрешенных резонансов. Кратко остановимся на особенностях используемых в программах расчетных моделей.

Программа ГРУКОН /4/. Особенности физической модели, используемой для расчета функционалов сечений состоят в следующем:

- предполагается, что сечение реакции в некоторой окрестности заданной энергетической точки E (сравнимой с характерным размером резонансной особенности - средним расстоянием между уровнями \bar{D}) можно разделить на две составляющие: $\sigma(E) = \sigma_R(E) + \sigma_P(E)$, где $\sigma_R(E)$ - сечение, обусловленное резонансом, попавшим в окрестность точки E (т.е. резонансное сечение), и $\sigma_P(E)$ - вклад всех остальных резонансов, лежащих за пределами окрестности (т.е. плавное сечение);

- влияние флуктуаций резонансного и плавного сечений на значение функционала различно, а именно флуктуации плавной составляющей $\sigma_P(E)$ существенно меньше и ими можно пренебречь, т.е.

$F[\sigma_R(E) + \sigma_P(E)] \approx F[\sigma_R(E) + \bar{\sigma}_P(E)]$. Для линейных функционалов это предположение выполняется точно;

- расчет резонансного компонента выполняется по формуле Брейта - Вигнера (одноуровневой или многоуровневой, в последнем случае интерференционные члены оцениваются по модели одинаковых эквидистантных резонансов);

- учет эффекта доплеровского уширения резонансов ведется с помощью функций формы резонансов Ψ и X ;

- интегралы по распределениям резонансных ширин вычисляются по квадратурным формулам наивысшей алгебраической степени точности;

- для учета флуктуаций резонансных ширин используется χ^2_ν -распределение с данным числом степеней свободы ν . Флуктуации расстояний между резонансами в тестовом расчете не принимались во внимание;

- сечения, принадлежащие разным системам уровней, считаются статистически независимыми, поэтому функционалы сначала получаются для каждой системы уровней отдельно. Затем для каждой системы уровней проводится Паде-аппроксимация зависимости функционала от сечения разбавления изотопа в среде σ_0 , что позволяет определить подгрупповые параметры, описывающие структуру сечений для выделенной системы уровней. Наконец, проводится свертка вкладов всех подгрупп всех систем уровней в рассчитываемые функционалы.

Программа ММК /5/. В этой программе расчет функционалов сечений $F(\sigma)$ основан на моделировании энергетической зависимости сечений (метод лидеров). С физической точки зрения в программе ММК реализована наиболее точная модель расчета функционалов сечений в области неразрешенных резонансов:

- параметры отдельных резонансов получают путем выборки из последовательности псевдослучайных чисел, подчиняющихся для ширин резонансов распределению Портера - Томаса и для расстояний между резонансами - распределению Вигнера;

- детальная энергетическая структура сечений воспроизводится либо в многоуровневом приближении Райха - Мура (для делящихся ядер), либо в одноуровневом приближении Брейта - Вигнера (для неделящихся ядер);

- учет доплеровского уширения резонансов в случае модели Брейта - Вигнера проводится аналитически с помощью функции формы резонансов Ψ - X , а в модели Райха - Мура учет изменения энергии взаимодействия в результате теплового движения моделируется с помощью псевдослучайных чисел, подчиняющихся распределению Максвелла;

- функционалы сечений $F(\sigma)$ при разных температурах вычисляются на одной и той же выборке резонансов. Это обеспечивает приемлемую точность расчета доплеровских приращений факторов резонансной самоэкранировки сечений без набора огромной статистики;

- все функционалы в программе вычисляются с использованием плотности вероятности полного сечения $p(\sigma_t)$ и функции корреляции парциальных сечений с полным $\sigma_x(\sigma_t)$.

Программа ИЗОУ /6/. В этой программе при расчете функционалов сечений в области неразрешенных резонансов:

- реализован аналитически метод вычисления функционалов сечений для брейт-вигнеровских резонансов;
- интегралы от функционалов по распределениям резонансных ширин и расстояний между резонансами вычисляются с помощью квадратурных формул.

В настоящее время авторы не располагают детальным описанием методики, реализованной в используемой ими версии программы NJOY. Погрешности расчета по программе, по всей видимости, не коррелируют с погрешностями расчета по программам ГРУКОН и ММК, поэтому сравнение результатов расчета по этим программам представляет интерес.

Анализ результатов

Результаты расчетов средних сечений и факторов самоэкранировки по указанным выше трем тестам сравнивались с оригинальными данными Мунос-Кобоса и др. [3] и Рибона и др. [2]. Результаты сравнения в виде относительных ошибок оригинальных данных для набора разбавления изотопа в среде σ_0 , равных 1, 10, 100 и 1000 б, приведены в табл. 2-4. Из приведенных в таблицах данных следует, что:

- все тестируемые программы с приемлемой точностью воспроизводят средние сечения, за исключением, быть может, программы ММК, в которой для получения более точного результата требуется улучшение статистики;

- программы не одинаковым образом воспроизводят факторы самоэкранировки сечений. Особенно сильные различия в факторах самоэкранировки наблюдаются, когда сечение разбавления изотопа в среде мало ($\sigma_0 \approx 1$ б). Здесь существенную роль играет то, сколь адекватно физическая модель, реализованная для расчета функционалов сечений, описывает минимумы в полном сечении. По мере "замазывания" этих минимумов фоновым сечением - сечением разбавления изотопа в среде σ_0 - результаты расчета становятся более согласованными;

- для делящегося ядра ^{239}Pu результаты расчета факторов самоэкранировки согласуются хуже, чем для неделящегося ядра ^{238}U . Особенно это проявилось в результатах расчета факторов самоэкранировки сечения захвата, расхождения в которых достигают $\pm 12\%$ при $\sigma_0 = 1$ б для ^{239}Pu .

Таблица 2

Относительные отклонения средних сечений и факторов самоэкранировки f от данных работы [2] для теста № 1 ($T=300$ К)

Сечение, σ	Данные работы [2]		Относительные отклонения		
	f	$\varepsilon, \%$	ММК	NJOY	ГРУКОН
σ_0	Упругое рассеяние				
10^3	0,9501	$\pm 0,1$	$+0,4 \pm 0,5$	+0,1	+0,1
10^2	0,7970	$\pm 0,3$	$+0,8 \pm 1,7$	+0,9	+0,3
10^1	0,6504	$\pm 0,5$	$+0,7 \pm 2,9$	+5,2	+1,2
10^0	0,5879	$\pm 0,6$	$-0,1 \pm 4,1$	+11,7	+2,7
$\langle \sigma_E \rangle$	18,23	$\pm 0,7$	$-1,2 \pm 3,1$	+0,9	-0,3
σ_0	Захват				
10^3	0,9402	$\pm 0,1$	$-0,1 \pm 0,3$	-0,2	0,0
10^2	0,7046	$\pm 0,3$	$-0,8 \pm 1,2$	-0,8	+0,1
10^1	0,4118	$\pm 0,4$	$-1,1 \pm 2,0$	+0,3	+0,8
10^0	0,3166	$\pm 0,4$	$-1,1 \pm 2,5$	+3,4	+2,0
$\langle \sigma_C \rangle$	1,095	$\pm 0,6$	$-4,6 \pm 2,4$	+1,6	+0,6

Таблица 3

Относительные отклонения средних сечений
и факторов самоэкранировки f от данных работы [3]
для теста № 2 ($T=300$ К)

Сечение, б	Данные работы [3]		Относительные отклонения			
	f	$\varepsilon, \%$	ММК	НЮУ	ГРУКОН	Данные работы [2]
$\langle \sigma_0 \rangle$	Полное взаимодействие					
10^2	0,79	$\pm 1,3$	$+2,5 \pm 3,8$	+1,0	+0,1	-
10^1	0,645	$\pm 1,4$	$+3,4 \pm 6,7$	+6,8	+1,1	-
10^0	0,55	$\pm 1,8$	$+7,6 \pm 10,9$	+21,3	+4,2	-
$\langle \sigma_t \rangle$	17,95	-	$-2,2 \pm 5,6$	+0,8	-0,6	$-2,9 \pm 1,2$
σ_0	Захват					
10^2	0,83	$\pm 2,4$	$0,0 \pm 0,8$	+0,4	+0,2	$-0,5 \pm 0,2$
10^1	0,60	$\pm 1,7$	$-0,2 \pm 4,5$	+0,5	+1,7	$-1,0 \pm 1,0$
10^0	0,52	$\pm 1,9$	$-1,3 \pm 5,6$	+0,4	+0,8	$-3,1 \pm 1,6$
$\langle \sigma_c \rangle$	0,926	-	$-0,2 \pm 5,2$	+0,1	-0,1	$-0,8 \pm 1,6$

Таблица 4

Относительные отклонения расчета
по разным программам средних сечений и факторов самоэкранировки f
от данных работы [2] для теста № 3 ($T=300$ К)

Сечение, б	Данные работы [2]		Относительные отклонения		
	f	$\varepsilon, \%$	ММК	НЮУ	ГРУКОН
σ_0	Упругое рассеяние				
10^3	0,9713	$\pm 0,2$	$+0,1 \pm 0,3$	+0,1	+0,1
10^2	0,8911	$\pm 0,4$	$+0,3 \pm 1,0$	+0,3	+0,4
10^1	0,8255	$\pm 0,6$	$+0,4 \pm 1,5$	+0,5	+0,9
10^0	0,8079	$\pm 0,6$	$+0,2 \pm 1,6$	+0,7	+1,4
σ_E	13,30	$\pm 0,8$	$+3,0 \pm 1,8$	+0,5	+0,1
σ_0	Деление				
10^3	0,9541	$\pm 0,2$	$0,0 \pm 0,3$	+0,1	-0,2
10^2	0,7795	$\pm 0,6$	$-0,4 \pm 1,3$	+0,3	-0,1
10^1	0,5592	$\pm 1,1$	$-1,7 \pm 2,3$	-1,7	+2,3
10^0	0,4865	$\pm 1,2$	$-2,7 \pm 2,6$	-5,5	+4,6
$\langle \sigma_E \rangle$	9,57	$\pm 1,5$	$-1,9 \pm 7,2$	-0,8	-0,3
σ_0	Захват				
10^3	0,9228	$\pm 0,2$	$-0,5 \pm 0,4$	+0,1	-0,1
10^2	0,6587	$\pm 0,5$	$-2,4 \pm 1,4$	-0,2	+1,7
10^1	0,3890	$\pm 0,8$	$-4,7 \pm 2,1$	-5,9	+7,4
10^0	0,3147	$\pm 0,9$	$-5,5 \pm 2,4$	-12,9	+11,6
$\langle \sigma_c \rangle$	9,38	$\pm 1,0$	$-0,5 \pm 4,2$	+0,4	-0,2

В табл.5-7 приводятся абсолютные значения доплеровских приращений факторов самоэкранировки для трех тестов соответственно. К сравнению привлекались оригинальные данные, если таковые имелись [2,3]. Видно, что так же, как и для факторов самоэкранировки, результаты расчета доплеровских приращений хорошо согласуются между собой при заметных сечениях разбавления изотопа в среде и расходятся при малых сечениях разбавления $\sigma_0 \approx 1$ б. Наиболее сильные различия наблюдаются для доплеровских приращений факторов самоэкранировки полного сечения, что подтверждает важность корректного воспроизведения минимумов в полном сечении. Результаты расчетов доплеровских приращений по программам, реализующим метод лидеров, согласуются между собой; по программе ГРУКОН получаются результаты несколько выше, чем по остальным программам, а по программе NJOY - ниже основной совокупности результатов (за исключением данных по захвату). Результаты расчета доплеровских приращений факторов самоэкранировки по всей совокупности сечений разбавлений для неделящегося ядра ^{238}U согласуются лучше, чем для делящегося ядра ^{239}Pu .

Таблица 5

Доплеровские приращения факторов самоэкранировки, посчитанные по разным программам для теста № 1

Сечение $\sigma_0, б$	ММК	NJOY	ГРУКОН	ММК	NJOY	ГРУКОН
	$f_t(900 \text{ К}) - f_t(300 \text{ К})$			$f_t(2100 \text{ К}) - f_t(900 \text{ К})$		
10^3	0,027	0,028	0,028	0,018	0,018	0,018
10^2	0,049	0,046	0,050	0,044	0,043	0,046
10^I	0,036	0,023	0,038	0,036	0,030	0,041
10^0	0,073	0,016	0,066	0,052	0,023	0,053
	$f_E(900 \text{ К}) - f_E(300 \text{ К})$			$f_E(2100 \text{ К}) - f_E(900 \text{ К})$		
10^3	0,015	0,016	0,016	0,009	0,010	0,010
10^2	0,041	0,039	0,042	0,033	0,033	0,034
10^I	0,038	0,031	0,040	0,037	0,033	0,040
10^0	0,045	0,025	0,045	0,040	0,030	0,043
	$f_c(900 \text{ К}) - f_c(300 \text{ К})$			$f_c(2100 \text{ К}) - f_c(900 \text{ К})$		
10^3	0,023	0,024	0,023	0,013	0,014	0,013
10^2	0,083	0,087	0,085	0,059	0,063	0,062
10^I	0,098	0,107	0,104	0,089	0,099	0,098
10^0	0,086	0,100	0,094	0,089	0,102	0,102

Таблица 5

Доплеровские приращения факторов самоэкранировки, посчитанные по разным программам для теста № 2

Сечение $\sigma_0, б$	Данные работы [3]	ММК	NJOY	ГРУКОН	Данные работы [3]	ММК	NJOY	ГРУКОН	Данные работы [2]
		$f_t(1000 \text{ К}) - f_t(300 \text{ К})$				$f_t(2000 \text{ К}) - f_t(1000 \text{ К})$			
10^2	0,05	0,046	0,046	0,050	0,03	0,026	0,028	0,031	-
10^I	0,043	0,045	0,030	0,049	0,034	0,032	0,027	0,037	-
10^0	0,072	0,060	0,022	0,077	0,044	0,040	0,021	0,045	-
		$f_c(1000 \text{ К}) - f_c(300 \text{ К})$			$f_c(2000 \text{ К}) - f_c(1000 \text{ К})$			Δf_c^*	
10^2	0,06	0,060	0,064	0,062	0,03	0,029	0,032	0,032	0,088
10^I	0,10	0,095	0,106	0,103	0,06	0,059	0,067	0,067	0,151
10^0	0,10	0,096	0,109	0,109	0,07	0,066	0,076	0,077	0,162

$$* \Delta f_c = f_c(2000 \text{ К}) - f_c(300 \text{ К}).$$

Таблица 7

Доплеровские приращения факторов самоэкранировки, посчитанные по разным программам для теста № 3

Сечение $\sigma_{0,6}$	ММК	НЮУ	ГРУЖОН	ММК	НЮУ	ГРУЖОН
	$f_t(900 \text{ К}) - f_t(300 \text{ К})$			$f_t(2100 \text{ К}) - f_t(900 \text{ К})$		
10^3	0,029	0,031	0,029	0,017	0,019	0,019
10^2	0,058	0,060	0,065	0,049	0,056	0,058
10^1	0,038	0,010	0,061	0,045	0,011	0,066
10^0	0,030	-0,014	0,062	0,039	-0,016	0,070
	$f_E(900 \text{ К}) - f_E(300 \text{ К})$			$f_E(2100 \text{ К}) - f_E(900 \text{ К})$		
10^3	0,009	0,010	0,009	0,005	0,006	0,008
10^2	0,021	0,024	0,025	0,017	0,020	0,022
10^1	0,019	0,018	0,023	0,019	0,021	0,026
10^0	0,017	0,013	0,022	0,018	0,016	0,026
	$f_F(900 \text{ К}) - f_F(300 \text{ К})$			$f_F(2100 \text{ К}) - f_F(900 \text{ К})$		
10^3	0,014	0,015	0,015	0,009	0,010	0,010
10^2	0,047	0,051	0,051	0,036	0,043	0,042
10^1	0,056	0,050	0,066	0,055	0,055	0,066
10^0	0,054	0,030	0,071	0,058	0,034	0,074
	$f_C(900 \text{ К}) - f_C(300 \text{ К})$			$f_C(2100 \text{ К}) - f_C(900 \text{ К})$		
10^3	0,029	0,031	0,030	0,016	0,018	0,019
10^2	0,089	0,102	0,097	0,063	0,079	0,074
10^1	0,094	0,111	0,120	0,085	0,116	0,109
10^0	0,085	0,090	0,124	0,085	0,102	0,119

Рассматриваемые в работе наборы средних резонансных параметров относятся к нижней части области неразрешенных резонансов, в которой эффекты резонансной самоэкранировки сечений и его зависимость от температуры проявляются наиболее сильно. С увеличением энергии эффект перекрывания отдельных резонансов и вклады более высоких волн приведут к тому, что факторы резонансной самоэкранировки станут близкими к единице, а их доплеровские приращения - к нулю. Это позволяет надеяться, что используемые в работе тесты достаточно полно выявляют точности рассматриваемых методов и программ во всей области их практического применения.

Сравнение расчетов по трем программам показывает, что:

1. Все программы дают достаточно согласованные результаты расчетов для практически важных случаев подготовки групповых констант, т.е. когда сечение разбавления изотопа в среде является заметным.

2. При подготовке групповых констант можно использовать программы, реализующие аналитические методы расчета функционалов сечений, как более быстродействующие по сравнению с программами, реализующими более точный метод ледеров.

Список литературы

1. Gullen D.E. Rep. the IAEA cross-section processing code verification project: Vienna: IAEA, 1985: INDC(NDS)-170.
2. Ribon P., Savvinet V., Moussalem P. Etude des methodes de calcul de l'autoprotection dans les resonances, 1985: Rep. CEA-N-2426 (NEACRP-A-696).
3. Munoz-Cobos J.L., Saussure G. de, Perez R.B. Sensitivity of computed ^{238}U self-shielding factors to the choice of the unresolved average resonance parameters. - Nucl. Sci. and Engng, 1982, v.81, p.55.

4. Сеница В.В. Расчет факторов резонансной самоэкранировки сечений в области неразрешенных резонансов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1983, вып.5(54).
5. Нефедьева Л.С., Украинцев В.Ф., Янева Н. Набор программ моделирования сечений трансактиниевых ядер в области неразрешенных резонансов: Сообщение ОИЯИ № П10-86-124. Дубна, 1986.
6. MacFarlane R.E., Barrett R.J., Muir D.W., Boicourt R.M. The NJOY nuclear data processing system: User's manual, LA-7584-M. LANL, 1978.

Статья поступила в редакцию 30 декабря 1986 г.

КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

УДК 539.163.1

АНАЛИЗ ДАННЫХ И ФОРМУЛИРОВАНИЕ ТРЕБОВАНИЙ К ЭКСПЕРИМЕНТУ,
ОБЕСПЕЧИВАЮЩЕМУ ИЗМЕРЕНИЕ ПЕРИОДА ПОЛУРАСПАДА ^{252}Cf С НЕОБХОДИМОЙ ТОЧНОСТЬЮ

И. А. Харитонов

AN EFFECTIVE HALF-LIFE VALUE FOR ^{252}Cf : DATA ANALYSIS AND REQUIREMENTS FOR THE EXPERIMENT YIELDING THE REQUIRED DEGREE OF ACCURACY IN THE MEASUREMENT. Analysis of the methods used and of the results obtained in the ^{252}Cf half-life measurement is carried out. In computing the weighted mean value the additional error components are taken into account along with the uncertainty given by the authors. These contributions are due to the effect of the attendant nuclides and to the departures from the "rational" measurement procedure. A value of half-life ($2,6473 \pm 0,0028$) years is recommended. For reducing the error in the weighted mean value to less than 0,1%, the requirements for the experiment are stated and necessity of conducting these experiments is carried out.

Среднее число нейтронов на акт деления ν и спектр мгновенных нейтронов деления ^{252}Cf рекомендованы [1а] в качестве стандарта в экспериментах по измерению ядерно-физических констант.

При длительных экспериментах учитывает распад нуклида, поэтому погрешность в значении периода полураспада непосредственно влияет на результаты измерений. В работе [2] оптимальное значение погрешности измерения числа ν для ^{252}Cf оценено в 0,25%. Поскольку накопление данных в экспериментах по измерению этой величины может занимать время, сравнимое с периодом полураспада [3], можно предположить, что его погрешность не должна превышать, по крайней мере, 0,1%.

Цель настоящей работы - оценить значение периода полураспада путем анализа экспериментальных результатов и сформулировать требования к эксперименту, обеспечивающему его измерение с необходимой точностью.

Анализ результатов и методов измерения. В табл.1 приведены значения периода полураспада T_1 , полученные экспериментально [3-13] и рекомендованные в работах [1b, 14], а также краткая характеристика методов измерения.

Сопоставление значений T_1 показывает:

- среднеквадратическое отклонение (СКО) результата, оцениваемое авторами, $\sigma_i \leq 0,4\%$;
- отклонение результатов от рекомендованного, например в работе [14], значения достигает 0,7%;

- размах составляет 1,5%;
- результаты экспериментов, проведенных в 1981-1985 гг. [3, 11] отличаются около среднего значения, превышающего на 0,3% значение, рекомендованное в работе [1].

Период полураспада и краткая характеристика метода

Год	$T_{1/2}$, лет	σ_i , %	Метод	Литература
1965	$2,646 \pm 0,004$	0,15	N_T НИ в ИКД	[4]
1969	$2,631 \pm 0,006$	0,23	Q_n АИ в МВ по отношению к потоку $Ra(\alpha, n)Be$	[5]
1969	$2,621 \pm 0,006$	0,23	Уточнение [5]	[6]
1973	$2,659 \pm 0,010$	0,36	Q_n АИ в МВ абсолютным методом	[7]
1974	$2,628 \pm 0,010$	0,38	Q_n АИ в ГЗ по отношению к потоку $Ra(\alpha, n)Be$	[8]
1974	$2,638 \pm 0,007$	0,27	Q_n АИ в МВ по отношению к потоку $Ra(\gamma, n)Be$	[9]
1976	$2,637 \pm 0,005$	0,19	N_T НИ в ИКД	[10]
1981	$2,640 \pm 0,007$	0,27	Измерение активности детекторов из марганца, облученных НИ в полиэтилене	[11]
1982	$2,651 \pm 0,004$	0,15	N_T НИ в ИКД	[12]
1983	$2,648 \pm 0,002$	0,08	Q_n АИ в ДВ абсолютным методом	[13]
1985	$2,6503 \pm 0,0031$	0,12	N_T НИ в $4\pi\beta$ -счетчике	[14]
1985	2,64	-	Рекомендовано	[14]
1985	2,646	-	"	[15]

Примечание. N_T - измерение скорости счета: осколков деления в импульсной камере деления (ИКД), совпадений осколок - осколок в двухсекционном $4\pi\beta$ -счетчике или совпадений осколок - нейтрон в системе, состоящей из ИКД и нейтронного детектора; НИ - неампулированный (открытый) источник; АИ - ампулированный (закрытый) источник; Q_n - измерение потока нейтронов одним из абсолютных методов: марганцевой ванны (МВ), активации золотых фольг в дистиллированной воде (ДВ), в графитовом замедлителе (ГЗ), проградированном методом сопутствующих частиц, или по отношению к потоку контрольного нейтронного источника $Ra(\alpha, n)Be$ или $Ra(\gamma, n)Be$.

Таким образом, расхождение результатов измерений существенно превышает размах погрешности, что дало основание [15] существующее положение с измерением периода полураспада ^{252}Cf охарактеризовать как конфузное (is highly confused).

В работах [3-13] использован один и тот же способ определения периода полураспада: вычисление постоянной распада λ по результатам относительных измерений активности (или потока нейтронов) радионуклида в источнике в течение некоторого интервала времени T_0 .

Работы можно объединить в две группы по принципу измерения:

- отклика детектора, пропорционального потоку нейтронов ампулированного источника;
- скорости счета импульсов регистрации излучения неампулированного источника.

В первом случае продукт фиксирован в объеме, ограниченном ампулой, препятствующей его утечке в результате агрегатного испарения. Используется активация ядер марганца в марганцевой ванне [3, 5, 7, 9] или активация медленными нейтронами детекторов, размещенных в замедлителе в фиксированной геометрии: золотых фольг в дистиллированной воде [13], зерен чистого марганца в полиэтилене [11], борного пропорционального счетчика в графите [8]. Постоянство эффективности измерительной системы в интервале T_0 наряду с сохранением условий облучения достигается использованием для измерения активности метода совпадений [3, 7, 13] или применения контрольных источников $Ra(\alpha, n)Be$, $Ra(\gamma, n)Be$, поток нейтронов которых мало изменяется на протяжении T_0 [5, 8, 9].

Во втором случае неампулированный источник - подложка, на которую нанесен слой продукта, помещается в импульсную камеру деления [4, 10, 12] или двухсекционный $4\pi\beta$ -счетчик [3], затем измеряется скорость счета регистрации осколков деления [4] или совпадения осколок - осколок [3, 12] (осколок - нейтрон [10]). Постоянство эффективности измерительной системы достигается благодаря использованию метода совпадений [3, 10, 12] или аппаратными средствами [4].

В обеих группах наряду со случайной погрешностью измерения имеются составляющие систематической погрешности, обусловленные:

- наличием в источнике сопутствующих, спонтанно делящихся нуклидов ^{250}Cf и ^{254}Cf ;
- нестабильностью условий измерения за время T_0 .

Метод измерения постоянной λ , принятый в работах [3-13], не позволяет экспериментально отделить эффект, связанный с распадом основного нуклида, от эффекта, обусловленного сопутствующими нуклидами. В большинстве работ [3, 4, 7, 9, 10, 12, 13] их влияние учтено введением поправки, рассчитанной на основе состава исходного продукта, определенного масс-спектрометрическим методом. В экспериментах [3, 10-13] продукт перед измерением по различным причинам выдерживался в течение 1-5 лет, поэтому влиянием ^{254}Cf ($T = 60,5$ сут) пренебрегали. В работах [5, 8] состав исходного продукта не приведен и поправка на влияние сопутствующих нуклидов не вводилась.

Неопределенность в составе исходного продукта и значениях ядерно-физических констант сопутствующих нуклидов является причиной систематической погрешности результата измерения, которая в табл. 2 интерпретирована как неопределенность из-за поправки на вклад излучения ^{250}Cf и ^{254}Cf .

Таблица 2

Классификация составляющих систематической погрешности

Причина и тип неопределенности	Литература										
	[3]	[4]	[5]	[6]	[7]	[8]	[9]	[10]	[11]	[12]	[13]
Поправка на вклад излучения от ^{250}Cf и ^{254}Cf	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+	+
Долговременная нестабильность:											
аппаратурная	+	+	-	-	+	-	-	+	+	+	+
в результате нормировки на радиоактивный источник	-	-	+	+	-	+	+	-	-	-	-
Агрегатное испарение продукта	+	+	-	-	-	-	-	+	-	+	-

Несмотря на принятые меры по обеспечению постоянства эффективности, нестабильность аппаратуры на протяжении времени эксперимента T_0 не может быть исключена полностью. В том же случае, когда для контроля применяют источники $\text{Ra}(\alpha, n)\text{Be}$ и $\text{Ra}(\gamma, n)\text{Be}$, при нормировании результатов отдельных измерений приходится учитывать эмпирическую зависимость потока нейтронов от времени этих источников. Нестабильность аппаратуры и погрешность в определении зависимости потока нейтронов радиоактивных источников от времени являются причиной систематической погрешности, которая в табл. 2 интерпретирована как неопределенность из-за долговременной нестабильности.

Во второй группе экспериментов имеется специфическая причина систематической погрешности, связанная с неконтролируемыми потерями калифорния в результате агрегатного испарения продукта с подложки источника. Хотя во всех экспериментах с открытыми источниками измерения проведены в углу 2π -стерадиан, все же нельзя полностью исключить вероятность изменения условий регистрации излучения при переходе части продукта с подложки на стенки камеры и возникновения из-за этого систематической погрешности, обусловленной агрегатным испарением.

Из табл. 2 следует, что в каждом из анализируемых результатов можно предполагать наличие не исключенных остатков систематической погрешности, совместное действие которых приводит к смещению экспериментального результата от "истинного" значения. Полная погрешность измерения долж-

на учитывать не только СКО результата вычисления величины λ статистическими методами, но и в определенной форме влияние систематической составляющей, которая является причиной расхождения результатов измерений за пределы приведенных в табл.1 погрешностей.

В работе [15] проанализированы результаты измерений и оценено значение периода полураспада, однако в связи с последующей публикацией результатов экспериментов [3,13] эта оценка требует уточнения.

Значение \bar{T}_1 , "взвешенное" только с учетом погрешностей, приведенных авторами. В работах [3,7,9] в погрешность σ_i наряду с СКО расчетного значения λ включена оценка систематической погрешности, установленная авторами путем анализа процедуры измерения. Поэтому, хотя в остальных работах этого не сделано, первое приближение в методике, предлагаемой в настоящей работе, составляет оценка \bar{T}_1 , вычисленная только с учетом σ_i .

Средневзвешенные оценки периода полураспада \bar{T} и их среднеквадратическое отклонение S вычислялись по обычным формулам

$$\bar{T} = \sum_{i=1}^L g_i T_i ;$$

$$S^2 = L^{-1} \left[\sum_{i=1}^L g_i \sigma_i^2 + (\bar{T})^{-2} \sum_{i=1}^L g_i (T_i - \bar{T})^2 \right] ,$$

где $g_i = \sigma_i^{-2} / \sum_{i=1}^L (\sigma_i)^{-2}$. Параметры, использованные при расчете средневзвешенных оценок, приведены в табл.3. По результатам вычислений $\bar{T}_1 = (2,6457 \pm 0,0026)$ лет, $S_1 = 0,1\%$.

Таблица 3

Параметры, использованные при расчете величин $\bar{T}_1, \bar{T}_2, \bar{T}_3$

Литература	T_i , лет	σ_i , %	g_{1i} , %	θ_i , %	σ_{2i} , %	g_{2i} , %	p_i	n_i	σ_i^* , %	σ_{3i} , %	g_{3i} , %
[3]	2,6503	0,12	17,2	-	0,12	18,6	1,5	39	0,075	0,141	32,5
[4]	2,646	0,15	11,0	-	0,15	11,9	0,82	33	0,135	0,202	18,8
[6]	2,621	0,23	4,7	0,3	0,53	0,9	1,66	45	0,067	0,534	2,2
[7]	2,659	0,36	1,9	-	0,36	2,0	0,38	17	0,263	0,446	3,2
[8]	2,628	0,38	1,7	0,3	0,68	0,6	0,38	4	0,456	0,619	1,0
[9]	2,638	0,27	3,4	-	-	-	-	-	-	-	-
	2,6396	-	-	-	0,27	3,7	1,77	2	0,304	0,355	5,1
[10]	2,637	0,19	6,9	-	0,19	7,4	0,19	6	0,526	0,559	2,1
[11]	2,640	0,27	3,4	0,2	0,47	1,2	1,5	50	0,067	0,475	2,9
[12]	2,651	0,15	11,0	-	0,15	11,9	1,23	3	0,300	0,335	5,7
[13]	2,648	0,08	38,8	-	0,08	41,8	3,07	7	0,125	0,148	29,5

Значение \bar{T}_2 , "взвешенное" с учетом дополнительной погрешности из-за неучета влияния ^{250}Cf и ^{254}Cf . В работах [5,8] не учтено влияние обоих сопутствующих нуклидов на результат измерения, а в работе [11] - влияние ^{250}Cf . Как следует из работ [3,7,9,13], в которых полностью приведен состав исходного продукта, в течение одного года изменение вклада ^{250}Cf в нейтронный поток источника может составлять 0,2-0,4%. Согласно данным работы [4], вклад ^{254}Cf составлял через 2 года после изготовления продукта 0,15%, согласно данным работы [9], после 1,5 лет - 0,076%.

Поскольку в работах [5,8,11] состав продукта либо не приведен совсем, либо приведен в форме, не позволяющей ввести поправку на влияние сопутствующих нуклидов, это влияние учтено в настоящей работе введением дополнительной погрешности θ_i : из-за неучета ^{250}Cf - 0,2%, ^{254}Cf -

0,1%, из-за неучета обоих нуклидов - 0,3%. Так как погрешность θ_i является систематической составляющей, в работах [5,8,11] суммарная погрешность σ_{2i} рассчитывалась по формуле $\sigma_{2i} = \sigma_i + \theta_i$; в остальных работах $\sigma_{2i} = \sigma_i$.

В работе [9] не учтено влияние ^{254}Cf , но поскольку состав продукта приведен полностью, значение $T = 2,638$ лет, определенное автором, было в настоящей работе скорректировано и в дальнейших оценках использовано $T = 2,6396$ лет. По результатам вычислений $\bar{T}_2 = (2,6468 \pm 0,0021)$ лет, $s_2 = 0,08\%$.

Планирование условного "рационального" эксперимента. Если в уравнении, описывающем уменьшение активности нуклида вследствие распада $N(t) = N_0 \exp(-\lambda t)$, нормировать измеряемую величину обычным образом

$$\eta = N(t)/N_0 \quad (I)$$

и произвести логарифмирование, то выражение

$$\ln \eta = -\lambda t \quad (2)$$

представляет собой уравнение прямой $y = mx$ в координатах $y = \ln \eta$; $x = t$; $m = -\lambda$.

При решении системы n уравнений вида

$$y_i = mx_i \quad (3)$$

методом наименьших квадратов СКО параметра Δm рассчитывается по формуле

$$\Delta m = \left\{ \left(1 / \sum_{i=1}^n x_i^2 \right) \left[\sum_{i=1}^n d_i^2 / (n-1) \right] \right\}^{1/2}, \quad (4)$$

где $d_i = y_i - mx_i$.

Из выражения (4) очевидно, что метод наименьших квадратов не предусматривает ограничения числа измерений, поэтому при выборе "рационального" n должен быть использован некоторый критерий. Выразим лимит времени всего эксперимента T_0 через T :

$$T_0 = pT. \quad (5)$$

Предположим, что планируется провести n равнооточных измерений $N_i(t)$ с СКО σ_0 через равные интервалы времени, так что

$$t_i = i p T / n. \quad (6)$$

Введем следующий критерий, учитывающий разрешающую способность метода измерения:

$$y_i - y_{i+1} \geq \Delta y_i + \Delta y_{i+1}. \quad (7)$$

Поскольку в соответствии с выражениями (2) и (3) $y_i = -\lambda t_i$, то с учетом (6)

$$y_i - y_{i+1} = p \ln 2 / n. \quad (8)$$

С другой стороны, согласно выражениям (1) и (3), $y_i = \ln N_i / N_0$, поэтому $\Delta y_i = (\Delta N_i / N_i) + (\Delta N_0 / N_0)$. При равнооточных измерениях

$$\Delta y_i = \Delta y_{i+1} = 2\sigma_0. \quad (9)$$

Подставляя выражения (8) и (9) в (7), получаем

$$n \leq 0,2 p / \sigma_0 = 0,2 T_0 / \sigma_0 T. \quad (10)$$

Используя выражение (6), находим сумму ряда

$$\sum_{i=1}^n x_i^2 = p^2 T^2 \frac{(n+1)(2n+1)}{6n}. \quad (11)$$

Для статистически наиболее вероятной прямой в отсутствии систематической погрешности имеет место равенство

$$\sum_{i=1}^n d_i^2 / (n-1) = \sum_{i=1}^n (2\sigma_0)^2 / [n(n-1)]. \quad (I2)$$

Подставляя выражения (II) и (I2) в (4), находим

$$\Delta\lambda/\lambda = 2\sigma_0 / \rho \ln 2 [6n / (n+1)(2n+1)(n-1)]^{1/2}. \quad (I3)$$

Полагая $n \geq 5$, можно выражение (I3) упростить:

$$\Delta\lambda/\lambda \approx 5\sigma_0 / \rho n. \quad (I4)$$

Подставляя выражение (I0) в (I4) и решая неравенство относительно σ_0 , определяем

$$\sigma_0 \leq 0,2 T_0 / T (\Delta\lambda/\lambda)^{1/2}. \quad (I5)$$

Рассмотрим процедуру планирования эксперимента по измерению $\lambda^{252}\text{Cf}$ с использованием выбранного критерия. В работе [I6] показано, что в зависимости от отношения сигнал/фон измеренной системы длительность эксперимента следует выбирать из интервала $0,5 T \leq T_0 \leq 1,4 T$, причем при меньшем фоне допустима большая длительность. Примем $T_0 = T$, т.е. $\rho = 1$, и будем считать, что эксперимент предназначен для обеспечения измерения периода полураспада T с $\Delta\lambda/\lambda = 0,1\%$.

Подставляя принятые значения в выражение (I5), находим значение погрешности σ_0 , с которой должны быть изменены отношения n_i :

$$\sigma_0 = 0,6\%. \quad (I6)$$

Подставляя выражения (I6) в (I0), определяем "рациональное" число измерений

$$n_0 = 33. \quad (I7)$$

Наконец определим, используя выражения (6) и (I7), интервал Δt между последовательными измерениями: $\Delta t = T/33 = 29$ сут. При самом неудачном группировании экспериментальных точек относительно расчетной прямой в отсутствии систематической погрешности имеется неравенство

$$d_i = 2\sigma_0. \quad (I8)$$

Подставляя выражения (II) и (I8) в (I4) и производя вычисления, находим

$$\Delta\lambda/\lambda \leq 5(\sigma_0 / \rho \sqrt{n}). \quad (I9)$$

Неравенство (I9) может быть использовано при обработке результатов эксперимента в качестве теста на статистическую подконтрольность серии проведенных измерений. Если рассчитанное согласно выражению (4) значение СКО параметра удовлетворяет неравенство (I9), то измерения можно считать свободными от неучтенной систематической погрешности, обусловленной нестабильностью аппаратуры или несохранением условий.

Значение \bar{T}_3 , "взвешенное" с учетом дополнительной погрешности из-за "нерациональности" эксперимента. Из табл.3, в которой приведены значения ρ_i и n_i из работ [3-13], видно, что в выборе длительности эксперимента (0,5-8 лет) и числа измерений (2-50) наблюдается большое разнообразие. Это затрудняет сопоставление результатов, поскольку оба фактора в принципе влияют на точность расчетов постоянной распада методом наименьших квадратов. В отсутствии критерия, позволяющего отдать предпочтение определенным значениям указанных параметров, при сопоставлении результатов в настоящей работе было использовано представление об условном "рациональном" эксперименте.

Длительность и число измерений в каждом реальном эксперименте сравнивались с параметрами "рационального" эксперимента $\rho_0 = 1$, $n_0 = 33$, ориентированного на достижение погрешности измерения $\Delta\lambda/\lambda = 0,1\%$. Отличие ρ_i и n_i от ρ_0 и n_0 рассматривалось в качестве фактора, вызывающего

дополнительную погрешность измерения σ_i^* , которая рассчитывалась по формуле $\sigma_i^* = \rho_0 / \rho_i \times (n_0 \rho_i / n_i \rho_0)^{1/2} 0,1\%$. Таким образом, все эксперименты были условно приведены к "рациональному".

Поскольку погрешность σ_i^* рассматривалась в качестве случайной, то в значение \bar{T}_{3i} она включалась по формуле $\bar{T}_{3i} = [(\sigma_{2i})^2 + (\sigma_i^*)^2]^{1/2}$. По результатам вычислений $\bar{T}_3 = (2,6473 \pm 0,0028)$ лет $S_3 = 0,11\%$.

Сравнение периодов $\bar{T}_1, \bar{T}_2, \bar{T}_3$ показывает, что введение дополнительных погрешностей из-за неучета влияния сопутствующих нуклидов и отступления от параметров "рационального" эксперимента приводит к возрастанию значения \bar{T} при сохранении СК0, равной 0,1%.

Значение $T = (2,6473 \pm 0,0028)$ лет можно рекомендовать в качестве оцененного по результатам работ [3,13]. Анализ коэффициентов g_{3i} в табл.3 свидетельствует, что вклад результатов [3,13] в T_3 составляет более 50%.

Было бы желательно уменьшить суммарный "вес" результатов [3,13] в \bar{T}_3 , для чего необходимо провести, по крайней мере, еще два независимых эксперимента, требования к которым можно сформулировать следующим образом:

- метод измерения - активация детекторов, предпочтительно золотых фольг, ампулированным источником в фиксированной геометрии в замедлителе (воде, графите или полиэтилене); активность фольг должна быть измерена методом (4 $\pi\beta-\gamma$)-совпадений; выбором метода исключается агрегатное испарение продукта и уменьшается вероятность нестабильности условий измерения;

- состав продукта - содержание ^{250}Cf не лимитируется, но должно быть измерено с погрешностью 3-5%; содержание ^{254}Cf в исходном продукте не более 0,02% и должно быть определено с погрешностью не более 30%; интервал времени между ампулированием источника и первым измерением не менее 14 мес; выбором состава сводится к минимуму влияние сопутствующих нуклидов;

- процедура измерения - длительность эксперимента 2,7 лет, число измерений 33, интервал между измерениями 1 мес (в соответствии с планом "рационального" эксперимента).

Можно предполагать, что проведение целенаправленных экспериментов позволит установить значение периода ^{252}Cf с погрешностью менее 0,1%.

Список литературы

- I. Nuclear Standard Reference Data. Vienna: IAEA, 1985: IAEA-TECDOC-335: a) Comde'H. INDC/NEANDC Standards File, Status Rep., p.84-88; b) Reich C.W. Actinide half-lives as standards for nuclear data measurements: Current status, p.390-393.
2. Spenser R.R., Gwin R. Nucl. Sci. and Engng, 1982, v.80, p.603-629.
3. Axton E.J., Bardell A.G. Neutronen yield from the spontaneous fussion of Cf (ν). - Metrologia, 1985, v.21, p.59-74.
4. Metta D., Diamond H., Barnes R.F. e.a. Nuclear constans of nine transplutonium nuclides. - J. Inorganic Nucl. Chem., 1965, v.27, N 1, p.33-39.
5. Volpi A. de, Porges K.G. ^{252}Cf half-life determined by neutron counting. - Inorganic Nucl. Chem. Letters, 1969, v.5, N 2, p.111-113.
6. Volpi A. de, Porges K.G. ^{252}Cf half-life determined by neutron counting: revision. - Inorganic Chem. Letters, 1969, v.5, N 8, p.699-700.
7. Mijneer B.J., Hauten-Zuidema E. Van de. A half-life measurement of ^{252}Cf . - Intern. J. Appl. Radiat. Isotopes, 1973, v.24, N 3, p.185-187.
8. Шеболев В.Т., Рамендик З.А., Шлямин Э.А. Определение периода полураспада ^{252}Cf . - Атомная энергия, 1974, т.36, вып.5, с.339-340.
9. Spiegel V. The effective half-life of californium-252. - Nucl. Sci. and Engng, 1974, v.53, N 3, p.326-327.
10. Можав В.К. Определение эффективного периода полураспада ^{252}Cf . - Атомная энергия, 1976, т.40, вып.2, с.174-176.
- II. Lagoutin F., Legrand J. Perioodes de neuf radionucleides. - Intern. J. Appl. Radiat. Isotopes, 1981, v.33, N 9, p.711-713.

12. Smith J.R. The half-life of ^{252}Cf : Rep. BNL-NCS-31052, Maj 1982.
13. Alberts W.G., Matzke M. Der zeitliche Verlauf der Quellstärke einer Californium-252-Neutronenquelle. - PTB-Mitteilungen, 1983, Bd 93, S.315-319.
14. Vaninbrouck R., Lorenz A. Actinide half-lives nuclear data standards for nuclear measurements. Vienna: IAEA, 1983: STI/DOC/10/227, p.69.
15. Smith J.R. Nowit's the californium-252 half-life discrepancy: Rep. INDC(NDS)-147, 1983.
16. Гольданский В.И., Куценко А.В., Подгорецкий М.И. Статистика отсчетов при регистрации ядерных частиц. М.: Физматгиз, 1959.

Статья поступила в редакцию 21 декабря 1986 г.

УДК 539.170

МЕТОД СОВМЕСТНОЙ ОЦЕНКИ ДАННЫХ ПО РЕАКЦИЯМ СРЫВА И ПОДХВАТА

И. Н. Б о б о ш и н, В. В. В а р л а м о в, Б. С. И ш х а н о в,
И. М. К а п и т о н о в

METHOD OF THE STRIP AND PICK-UP REACTION DATA JOINT EVALUATION. The method of the evaluation of the one nucleon transfer reaction data based on the analysis of the systematic errors is proposed. Method uses model independent sum rules and includes strip and pick-up data to the evaluation procedure simultaneously. The shell structure of the ^{46}Ti , ^{48}Ti is calculated, spins of some final nuclear states are predicted.

Одним из широко используемых в ядерной физике подходов к описанию структуры атомных ядер является концепция оболочечной структуры. В рамках этой концепции важное значение имеет волновая функция основного состояния ядра, которая может быть представлена в терминах чисел нуклонов, заселяющих отдельные подоболочки. Такие волновые функции вместе с энергетическим положением состояний одночастичного гамильтониана ядра несут прямую информацию об оболочечной структуре ядра.

Надежные данные по одночастичным свойствам основных состояний ядер в настоящее время могут быть получены прежде всего в реакциях однонуклонной передачи. Однако при извлечении данных из результатов экспериментов этого типа могут возникать различного рода систематические ошибки, сказывающиеся прежде всего на значениях спектроскопических факторов или сил ядерных состояний. Их основными источниками являются известный произвол абсолютной нормировки и неточность определения полного момента j переданного в реакции нуклона.

Анализу проблемы надежности экспериментальной информации, извлекаемой из реакций срыва и подхвата нуклонов, и разработке метода модельно-независимой нормировки спектроскопических данных этих экспериментов посвящена настоящая работа.

Основные источники систематических ошибок данных по реакциям срыва и подхвата

Спектроскопическая сила S'_i , характеризующая степень одночастичности ядерного состояния i , определяется следующим образом:

$$S'_i = \bar{\sigma}_i(\theta)_{\text{exp}} / N \bar{\sigma}(\theta)_{\text{DWBA}}, \quad (1)$$

где $\bar{\sigma}_i(\theta)_{\text{exp}}$ - измеренное в опыте сечение изучаемой реакции; $\bar{\sigma}(\theta)_{\text{DWBA}}$ - вычисляемое теоретически сечение рассеяния налетающей и вылетающей частиц на оптическом потенциале ядра; N - вычисляемый теоретически нормирующий множитель, зависящий от типа налетающей и вылетающей частиц.

Ясно, что какая-либо некорректность в определении величин, входящих в формулу (1), приводит к появлению соответствующей систематической ошибки в определении величины S_i^+ . Наиболее явным источником ошибки нормировки данных является неоднозначность в определении коэффициента N . Эта ошибка может достигнуть величины 70% и более [1-4].

Путем пересчета всех данных однотипных экспериментов на ядрах в области $A=22-44$ к одинаковым коэффициентам N [5] достигается внутренняя согласованность данных в пределах 25%. Однако такая согласованность не исключает возможности того, что все принятые значения N для разных реакций могут быть завышены или занижены в одинаковое число раз [5]. Значения измеряемых в эксперименте сечений также могут приводить к появлению ошибки в нормировке величин S_i^+ , если они содержат систематическую ошибку, обусловленную использованием различных, недостаточно надежных калибровочных и нормировочных эталонов.

Потенциальным источником ошибки в нормировке спектроскопической силы является также множитель $\sigma(\theta)_{DWBA}$ в формуле (1). Дело в том, что параметры оптической модели, используемые для вычисления этого множителя, выбираются путем подгонки формы теоретической кривой к форме экспериментального углового распределения. Небольшое изменение параметров может иметь своим следствием довольно существенное изменение не только формы углового распределения, но и величины сечения $\sigma(\theta)_{DWBA}$, что сразу же приводит к соответствующему изменению нормировки спектроскопической силы ядерных состояний. Так, изменение радиуса r_0 потенциала Вудса - Саксона для связанного состояния нейтрона в пределах 3% приводит к вариациям величины сечения в пределах 30% [6]. В значительном числе случаев вариация какого-либо параметра оптического потенциала приводит к сходному эффекту относительно увеличения или уменьшения величин сечения $\sigma(\theta)_{DWBA}$ при разных значениях орбитального момента переданного нуклона ℓ [6].

Следует отметить, что невысокая надежность стандартной абсолютной нормировки спектроскопической силы нередко вынуждает пользоваться альтернативными способами нормировки: перенормировкой результатов данного эксперимента к результатам другого, "опорного" эксперимента и нормировкой на правила сумм Мак-Фарлейна и Френча [7]. Первый способ, не устраняя систематической ошибки, возможно присутствующей в "опорных" данных, приблизительно втрое увеличивает статистическую ошибку эксперимента, и без того большую (10-30%) [5]. Второй способ помимо общего недостатка - сильной модельной зависимости - имеет дополнительный источник неопределенности - неоднозначность установления момента j переданного нуклона. При стандартном использовании правила сумм суммирование спектроскопической силы S_i^+ проводится по состояниям конечного ядра, возбуждаемым нуклонами с определенными моментами ℓ, j , и полученная сумма связывается с числом нуклонов на соответствующей подболочке ℓ_j . Поэтому, кроме необходимости использования каких-то гипотез о заселенности подболочки, имеется риск из-за неоднозначности в определении j ошибиться в выборе слагаемых для указанной суммы.

Упомянутая неоднозначность в определении j является еще одним источником возможных систематических ошибок данных по реакциям срыва и подхвата. Тот или иной выбор между $j = \ell + 1/2$ и $j = \ell - 1/2$ довольно заметно сказывается на величине $\sigma(\theta)_{DWBA}$. Кроме того, это создает дополнительную неопределенность в теоретической интерпретации экспериментальных данных.

Одним из результатов влияния обсуждаемых систематических ошибок является то, что данные по срыву и подхвату на одном ядре могут не согласовываться между собой, приводя к несовместимым оценкам заселенности подболочек. Поэтому одним из требований, которым должны удовлетворять данные по срыву и подхвату с уточненной нормировкой и идентификацией j , является согласованность этих данных между собой.

Модельно-независимая нормировка спектроскопических данных экспериментов по срыву и подхвату

Правила сумм, описывающие общее число частиц и вакансий на подболочке ($n\ell_j$), записываются следующим образом:

$$S^+(j) + S^-(j) = 2j + 1. \quad (2)$$

Здесь $S^+(j)$, $S^-(j)$ - суммы спектроскопической силы (1) для реакций срыва и реакций подхвата соответственно, связанные со спектроскопическими факторами S_f^+ и S_f^- соотношениями

$$S^+(j) = \sum_{\ell, j \text{ fix}} S'^+ = \sum_{\ell, j \text{ fix}} \frac{2J_f + 1}{2J_0 + 1} c^2 S_f^+ ; \quad (3)$$

$$S^-(j) = \sum_{\ell, j \text{ fix}} S'^- = \sum_{\ell, j \text{ fix}} c^2 S_f^- , \quad (4)$$

где J_f и J_0 - спины конечного и начального состояний ядра соответственно; j - полный момент переданного нуклона; суммирование проводится по состояниям конечного ядра. Сумма $S^-(j)$ описывает число нуклонов (число вакансий) на подоболочке с квантовыми числами ℓ и j , соответствующими этой сумме.

Важно отметить, что правила сумм в выражении (2) с точностью до членов порядка $O(1/A)$ и вкладов S_C^+ переходов в область непрерывного спектра по своему физическому содержанию являются модельно-независимыми, т.е. при их выводе не используются какие-либо модельные представления, в том числе и оболочечные [8]. Кроме того, записанные в таком виде, они дают возможность проводить нормировку спектроскопических данных экспериментов по срыву и подхвату без привлечения гипотез об оболочечной структуре и заселенности подоболочек ядра.

Чтобы скомпенсировать возможные ошибки в нормировке экспериментальных данных, введем для каждого типа эксперимента свой перенормирующий множитель. Запишем выражение (2) для валентной ($n_1 \ell_1 j_1$) и какой-либо соседней к ней ($n_2 \ell_2 j_2$) подоболочек:

$$\left. \begin{aligned} n^- S^-(j_1) + n^+ S^+(j_1) &= 2j_1 + 1 \\ n^- S^-(j_2) + n^+ S^+(j_2) &= 2j_2 + 1 \end{aligned} \right\} , \quad (5)$$

где n^- , n^+ - множители, перенормирующие данные конкретных экспериментов по подхвату и срыву соответственно. При наличии достаточно полных результатов экспериментов по срыву и подхвату на одном начальном ядре имеется возможность сконструировать линейную систему (5) из двух уравнений с двумя неизвестными n^- и n^+ , решить ее и получить данные с улучшенной нормировкой $n^- S^-(j)$ и $n^+ S^+(j)$.

При использовании правил сумм предполагается, что спектроскопические факторы наблюдаемых в эксперименте ядерных состояний полностью представляют ту или иную одночастичную сумму, т.е., что в суммах (3) и (4) нет пропущенных слагаемых. В работе [9] для реакций срыва и подхвата нейтронов на ядре ^{45}Se установлено, что одночастичная сила $f_{7/2}$ как минимум на 90% сосредоточена среди наблюдаемых в эксперименте уровней конечного ядра с энергией возбуждения до 3 МэВ.

В экспериментах по изучению процессов однонуклонной передачи среди переданных нуклонов с данным значением ℓ можно выделить три группы: нуклоны с $j = \ell - 1/2$, $j = \ell + 1/2$ и нуклоны с неизвестным значением момента j . Нуклоны третьей группы составляют своеобразный "резерв" для нуклонов первых двух групп. Чтобы оценить, какое влияние эта неопределенность спектроскопических сумм может оказывать на конечные решения системы (5), запишем правило сумм (2) для другой, соседней к валентной подоболочки. Обозначим валентную и соседние к ней подоболочки посредством обозначений m - средняя, h - верхняя, ℓ - нижняя. Тогда

$$\left. \begin{aligned} n^- S^-(j_h) + n^+ S^+(j_h) &= 2j_h + 1; \\ n^- S^-(j_m) + n^+ S^+(j_m) &= 2j_m + 1; \end{aligned} \right\} \quad (6hm)$$

$$\left. \begin{aligned} n^- S^-(j_m) + n^+ S^+(j_m) &= 2j_m + 1; \\ n^- S^-(j_\ell) + n^+ S^+(j_\ell) &= 2j_\ell + 1; \end{aligned} \right\} \quad (6ml)$$

$$\left. \begin{aligned} n^- S^-(j_h) + n^+ S^+(j_h) &= 2j_h + 1; \\ n^- S^-(j_\ell) + n^+ S^+(j_\ell) &= 2j_\ell + 1. \end{aligned} \right\} \quad (6hl)$$

В идеальном случае три пары решений $\{n_{hm}^-, n_{hm}^+\}$, $\{n_{me}^-, n_{me}^+\}$, $\{n_{he}^-, n_{he}^+\}$ должны совпадать. Чтобы добиться этого, воспользуемся той степенью свободы, которую предоставляет нам наличие резерва, речь о котором шла выше. Будем, пользуясь этим резервом, увеличивать некоторые коэффици-

енты S^+ и S^- в уравнениях (6) таким образом, чтобы все три пары решений максимально сблизились. Точка, возле которой возможно достаточно тесное сближение, представляет собой одно из физически допустимых решений, каждое из которых характеризуется своими значениями перенормировочных множителей n^+ и n^- , а также определенным распределением нуклонов третьей группы по первой и второй группам.

В итоге перебора всех возможностей присвоения момента j нуклоном третьей группы на плоскости (n^+, n^-) искомые совместные решения систем (6) будут расположены в пределах области решений (заштрихована на рис. I). Физический смысл области: про решения, расположенные вне ее пределов, можно определенно сказать, что они не могут обеспечить согласованности существующих данных по срыву и подхвату между собой и с квантовомеханическими правилами сумм. Чтобы выбрать из найденной совокупности решений наиболее предпочтительные, учтем, что общее число нуклонов, независимо от их распределения по различным оболочкам, должно быть вполне определенным. Это приводит к условию

$$|D| \approx \min. \quad (7)$$

Здесь
$$D = \sum_{E_j \leq E_\ell} n^- S^-(j) - \sum_{E_j > E_\ell} n^+ S^+(j) - N_{\ell+m}, \quad (8)$$

где первое суммирование проводится по подоболочкам, входящим в схему расчета по формулам (6), а также расположенным энергетически выше (E_ℓ - глубина подоболочки ℓ), второе - по подоболочкам, расположенным глубже указанной совокупности подоболочки; $N_{\ell+m}$ - число нуклонов, определенное из оболочечной модели, на подоболочках ℓ и m (на подоболочке h оно равно 0).

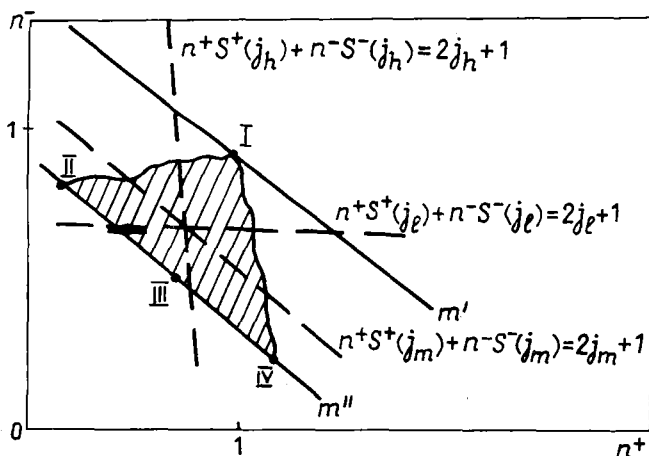


Рис. I. Решения (n^+, n^-) -систем (6) для данных протонного срыва и подхвата на ядре ^{48}Tl . Точки I, II, III, IV - одноименные комбинации; пунктир - возможное общее решение систем (6)

Анализ спектроскопических данных экспериментов по срыву и подхвату протонов на ядрах ^{48}Tl , ^{46}Tl

Массив данных из файла ENSDF. Описанная выше техника используется для определения заселенностей и энергетических положений протонных подоболочек ядер ^{48}Tl и ^{46}Tl . Результаты соответствующих экспериментов - исходные данные для анализа - были взяты из международного файла оцененных данных по структуре атомных ядер ENSDF [10]. В файле приведены и предлагаются к использованию данные следующих работ: [11] - реакция $^{48}\text{Tl}(t, \alpha)^{47}\text{Se}$, [12] - реакция $^{48}\text{Tl}(\tau, d)^{49}\text{V}$, [13, 14] - реакция $^{46}\text{Tl}(d, \tau)^{45}\text{Se}$, [15] - реакция $^{46}\text{Tl}(\tau, d)^{47}\text{V}$. Отдельные разделы файла (Adopted Levels) содержат характеристики уровней ядер, оцененные на основе совокупного анализа всей накопленной экспериментальной информации. Использование раздела Adopted Levels для определения спинов конечных состояний позволяет получить согласованную с экспериментом информацию о величине переданного момента j .

Протонный срыв и подхват на ядре ^{48}Ti . Для анализа на основе перенормирующих правил сумм существенно знание спектроскопических сумм для подоболочек h, m, ℓ в обозначениях предыдущего раздела. В обсуждаемом случае это будут подоболочки $2p_{3/2}, 1f_{7/2}$ и $1d_{3/2}$ соответственно. Спектроскопическая сила $f_{7/2}$ сосредоточена в одном состоянии ядра ^{47}Sc и в трех состояниях ядра ^{49}V . Еще одно состояние ^{47}Sc и четыре состояния ^{49}V возбуждаются в результате передачи нуклонов с орбитальным моментом $\ell = 3$, но неизвестным полным моментом j . Эти состояния могут иметь спин $5/2$ либо $7/2$. Однако детальный анализ показывает, что комбинация, когда все пять уровней имеют спин $5/2$, неприемлема с физической точки зрения. В этом случае перенормированные суммы частиц и вакансий на подоболочках $2s_{1/2}$ и $2p_{1/2}$, информация о которых также представлена в экспериментальных данных, составляют величины около 2,4 каждая, что на 20% превышает значение 2: коэффициенты n^+ и n^- , будучи слишком большими, дают переполнение указанных оболочек. Этот дефицит одночастичной спектроскопической силы $f_{7/2}$ оказывается столь ощутимым, что только включение в сумму состояния $f_{7/2}$ при энергии 2821 кэВ (далее обозначается 2821) ядра ^{49}V , имеющего наибольшее значение $S_i^{f_{7/2}}$ из всех пяти рассматриваемых уровней, позволяет снизить переполнение оболочек до 10% - числа, являющегося ориентиром при нашем анализе [9]. В то же время включение всех остальных четырех из указанных выше состояний в набор одночастичных состояний $f_{7/2}$ при том, что только состояние 2821 ядра ^{49}V считается состоянием $f_{5/2}$, существенно не снижает заселенности оболочек $2s_{1/2}$ и $2p_{1/2}$. Отсюда следует вывод: существующая совокупность экспериментальной информации с достаточным основанием позволяет утверждать, что состояние 2821 ядра ^{49}V имеет спин $7/2$.

Комбинация состояний, когда уровень 2821 имеет спин $7/2$, а все остальные сомнительные состояния с $\ell = 3$ имеют спин $5/2$, дает нам верхнюю границу положения прямой $m = f_{7/2}$ (m' на рис.1), представленную как комбинация I в табл.1. При этой комбинации состояний согласование экспериментов по срыву и подхвату происходит путем введения нормировочных множителей $n^+ = 1,00$ и $n^- = 0,94$ и перевода некоторых состояний из резервов $\ell = 1$ и $\ell = 2$ в одночастичные состояния $p_{3/2}$ и $d_{3/2}$ соответственно.

Таблица I

Числовые характеристики исходных и перенормированных данных для ядра ^{48}Ti

Показатель	Исходные данные		Комбинация			
	Подхват	Срыв	I	II	III	IV
Перенормировочные множители:						
n^+	-	-	1,00	0,89	0,92	0,97
n^-	-	-	0,94	0,98	0,90	0,71
Число нуклонов на подоболочке:						
$2p_{3/2}$	0,25-0,63	0,0-0,56	0,29	0,37	0,31	0,22
$1f_{7/2}$	1,83-1,93	1,15-1,73	1,72	1,89	1,73	1,36
$1d_{3/2}$	3,63-4,00	3,64	3,58	3,73	3,58	3,65
"Центр тяжести" распределения, кэВ:						
$S^+(p_{3/2})$	-	3153-3556	3258-3390	3326-3782	3326-3782	3326-3782
$S^-(f_{7/2})$	0-209	-	-	209	209	209
$S^+(f_{7/2})$	-	813-1218	813	1218	1218	1218
$S^-(d_{3/2})$	837-1216	-	946-1300	946-960	1074-1300	1982
Критический показатель D (8)						
	-	-	-0,01	+0,39	+0,01	-0,43

Другое крайнее положение прямой m'' соответствует, наоборот, такой комбинации уровней с $\ell = 3$, при которой спектроскопическая сила $f_{7/2}$ представлена наибольшим числом состояний (все пять уровней считаются $f_{7/2}$ -состояниями). Принципиально возможными являются ситуации, когда со-

гласование трех решений проводится в основном состоянии за счет либо резерва $\ell = 1$, либо резерва $\ell = 2$. Эти ситуации дают границы отрезка на прямой m'' , внутри которого находятся физически возможные решения (см. рис. 1). В исследуемом случае оказывается, что с одной стороны этот отрезок ограничен переполнением подоболочки $2p_{1/2}$, а с другой - полным исчерпанием спектроскопической силы резерва $\ell = 2$. Первой границе соответствует комбинация II табл. 1, а второй - комбинация IV. Комбинация III соответствует примерно середине этого отрезка. В предыдущем случае, при верхнем положении прямой m' , такой неоднозначности не было: сколько-нибудь заметное отклонение от точки I в ту или иную сторону приводило к переполнению оболочек $2s_{1/2}$ или $2p_{1/2}$, поэтому соответствующий отрезок стянулся практически в точку.

Два крайних положения прямых m' и m'' характеризуются тем, что для согласования данных используется соответственно наименьшее и наибольшее число резервов $\ell = 1$ и $\ell = 2$. Это дает возможность оценить верхние и нижние границы для доли спектроскопических сил $p_{3/2}$ и $d_{3/2}$ в общей сумме неидентифицированных переходов $\ell = 1$ и $\ell = 2$. Так, от 0 до 100% неидентифицированной спектроскопической силы $\ell = 2$ может быть отнесено к одночастичной силе $d_{3/2}$. Что касается силы $p_{3/2}$, то ее доля в сумме с $\ell = 1$, но неизвестным j составляет от 0 до 40%.

Табл. 1 иллюстрирует влияние всех неоднозначностей решения на значения некоторых физически важных величин. Число нуклонов на подоболочке ($n\ell j$) высчитывалось как перенормированная сумма $n^- S^-(j)$. Здесь же для сравнения приведены величины, относящиеся к исходным экспериментальным данным. Наиболее предпочтительными относительно критерия (7) являются комбинации I и III, которые и дадут центральные значения числа нуклонов и энергетического положения подоболочек.

Для вычисления энергетического положения подоболочек использовалась формула [16] $-E_j = (1 - \nu_j)(B^{A+1} - \varepsilon_j^+) + \nu_j(B^A + \varepsilon_j^-)$, в которой $\nu_j = \langle N_j \rangle / (2j + 1)$ нормирована на одну заселенность соответствующей подоболочки; ε_j^+ , ε_j^- - "центры тяжести" распределения $S^+(j)$, $S^-(j)$ по конечным состояниям; B^A , B^{A+1} - энергия отделения протона соответственно в ядре-мишени и в ядре, имеющем на один протон больше.

Табл. 2 представляет характеристики протонных подоболочек ядра ^{48}Ti . Пределы неопределенности величин соответствуют одному стандартному отклонению. Подоболочки, "центры тяжести" распределения спектроскопической силы которых расположены достаточно высоко, представлены в эксперименте, как правило, не полностью, поэтому для них можно указать лишь односторонние ограничения. Исключением в данном случае оказалась подоболочка $2p_{1/2}$, для которой, видимо, суммы спектроскопической силы набраны полностью.

Подоболочка	Число протонов	Энергетическое положение, кэВ
$1f_{5/2}$	Не менее 0,2	Более - 2050
$2p_{1/2}$	$0,26 \pm 0,06$	- (1883+445)
$2p_{3/2}$	$0,30 \pm 0,11$	- (3945+545)
$1f_{7/2}$	$1,73 \pm 0,13$	- (6990_{-366}^{+330})
$1d_{3/2}$	$3,58 \pm 0,22$	- (1180_{-641}^{+932})
$2s_{1/2}$	Не менее 1,77	Менее - 13150
$1d_{5/2}$	Не более 5,9	Менее - 15850

Протонный срыв и подхват на ядре ^{46}Ti . Анализ данных экспериментов по протонному срыву и подхвату на ядре ^{46}Ti проводился аналогично предыдущему случаю. Его результаты отражены в табл. 3.

В ходе анализа установлено, что состояние с энергией 2548 кэВ $\ell = 3$ ядра ^{47}V должно иметь спин $5/2$. Если предположить, что это состояние имеет спин $7/2$, то не удастся получить значение больше 0,1; маловероятно, чтобы ошибки в DWBA-нормировке составили порядок величины. Среди переходов, имеющих $\ell = 1$, но неизвестное j , доля переходов $p_{3/2}$ составляет примерно от 30 до 75% спектроскопической силы. В то же время вся неидентифицированная спектроскопическая сила $\ell = 2$ может идентифицироваться как $d_{3/2}$ или $d_{5/2}$ -сила.

Сравнение результатов для ядер ^{46}Ti и ^{48}Ti приведено на рис.2.

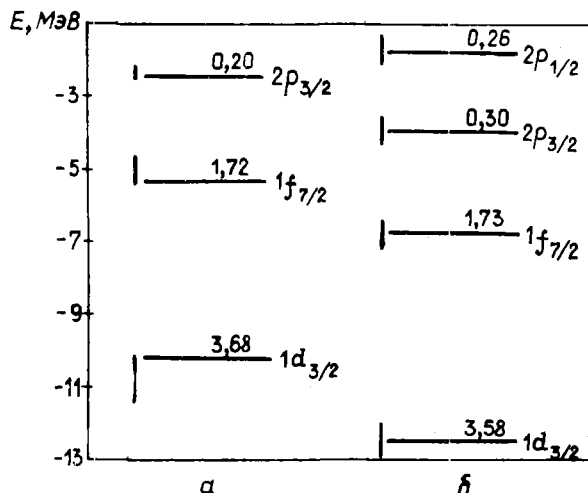


Таблица 3

Протонные подоболочки ядра ^{46}Ti

Подоболочка	Число протонов	Энергетическое положение, кэВ
$1f_{5/2}$	Не менее 0,16	-
$2p_{3/2}$	$0,20^{+0,06}_{-0,07}$	$-(2533^{+230}_{-242})$
$1f_{7/2}$	$1,72^{+0,12}_{-0,39}$	$-(5368^{+168}_{-351})$
$1d_{3/2}$	$3,68 \pm 0,16$	$-(10169 \pm 207)$
$2s_{1/2}$	Не более 1,88	-

Рис.2. Протонные подоболочки ядер ^{46}Ti (а) и ^{48}Ti (б). Над изображениями подболочек указаны их заселенности. Приводимые разбросы величин соответствуют влиянию неоднозначности определения j некоторых переданных нуклонов

Таким образом, на основе анализа причин и источников значительных неопределенностей в спектроскопических данных экспериментов по нуклонному срыву и подхвату предложен метод уточнения этой информации. Метод позволяет получать модельно-независимую нормировку данных, делать заключение о распределении одночастичных состояний, а в отдельных случаях предсказывать спины конечных состояний; его отличает полнота используемой информации, что обусловлено включением в схему расчета данных обоих типов экспериментов - срыва и подхвата. Конкретные результаты получены для оболочек ядер ^{48}Ti и ^{46}Ti с использованием различных экспериментальных данных из файла ENSDF.

Применение предложенного метода для уточнения спектроскопических данных в широком диапазоне изменения массовых чисел оказывает существенную помощь в исследовании структуры атомных ядер.

Список литературы

1. Sujec B., Szegny I.M. Phys. Rev., 1969, v.179, p.1060.
2. St-Pierre C. e.a. Nucl. Phys., 1967, v. A102, p.433.
3. Maheshwari P.N. e.a. Nucl. Sci. Appl., 1967, N 2, p.16.
4. Bessel R.H. Phys. Rev., 1966, v.149, N 3, p.791.
5. Endt P.M. Atomic Data and Nucl. Data Tabl., 1977, v.19, p.23.
6. Majumder A.R. Nucl. Phys., 1975, v. A238, p.1.
7. Macfarlane M.H., French J.B. Rev. Mod. Phys., 1960, v.32, N 3, p.567.
8. Clement C.F. Nucl. Phys., 1973, v. A213, p.469.
9. Clement C.F., Perez S.M. Ibid., p.510.
10. Бобовкин И.Н., Варламов В.В. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1985, вып.3, с.42.
11. Baudinet-Robinet Y. e.a. Nucl. Phys., 1971, v. A171, p.253.
12. Bachner e.a. Ibid., 1968, v. A106, p.577.
13. Doll P. e.a. J. Phys. (London), 1979, v. G5, p.1421.
14. Ohnuma H. Phys. Rev., 1971, v. G3, p.1192.
15. Roemer B., Pullen D.J. Ibid., 1967, v.162, p.1048.
16. Bansal R.K., French J.B. Phys. Letters, 1965, v.19, p.223.

Статья поступила в редакцию 2 февраля 1987 г.

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

Element		Quantity	Laboratory	Work-type	Energy (eV)		Page	COMMENTS
S	A				min	max		
SR	087	DIN	RI	EXPT	2.0+6		10	TROFIMOV. VDG,ACT,SIG,YLD SR 87 META
CD	111	DIN	RI	EXPT	2.0+6		10	TROFIMOV. VDG,ACT,SIG,YLD CD 111 META
IN	113	DIN	RI	EXPT	2.0+6		10	TROFIMOV. VDG,ACT,SIG,YLD IN 113 META
SN	117	DIN	RI	EXPT	2.0+6		10	TROFIMOV. VDG,ACT,SIG,YLD SN 117 META
HF	180	DIN	RI	EXPT	2.0+6		10	TROFIMOV. VDG,ACT,SIG,YLD HF 180 META
U	233	NF	RI	EXPT	1.9+6		3	KALININ + COINC,SIG=1.73+ -0.05B,CFD
U	235	RES	IJE	THEO	2.5-2	1.0+2	27	PORODZINSKIJ+ CALC,AVG WN,D GVN, CFD
U	235	STF	IJE	THEO	2.5-2	1.0+2	27	PORODZINSKIJ+ CALC, SO GVN
U	236	RES	IJE	THEO	2.5-2	1.1+3	27	PORODZINSKIJ+ CALC, AVG WN,D GVN,CFD
U	236	STF	IJE	THEO	2.5-2	1.1+3	27	PORODZINSKIJ+ CALC, SO GVN
U	238	TOT	FEI	REVW	4.0+3	1.1+5	58	VAN'KOV+ TRANS(E),CALC CFD EXPT,GRPH
U	238	POT	FEI	REVW	1.0+3	1.0+5	58	VAN'KOV+ AVG R, EVALS, TBL, CFD
U	238	NG	FEI	REVW	4.0+3	5.0+4	58	VAN'KOV+ SIG(E),CALC CFD EXPT,GRPH
U	238	RES	FEI	REVW	1.0+3	1.0+5	58	VAN'KOV+ AVG D,WG. EVALS, TBL, CFD
U	238	STF	FEI	REVW	1.0+3	1.0+5	58	VAN'KOV+ AVG SO,S1,S2. EVALS,TBL,CFD
NP	237	N2N	IJE	REVW	6.7+6	2.0+7	19	MASLOV. SIG(E),ISOM RATIO,GRPH,CFD
NP	237	NXN	IJE	REVW	1.2+7	2.0+7	19	MASLOV. N3N,SIG(E),EVAL,CALC,GRPH
NP	237	NF	IJE	REVW	6.0+5	2.0+7	19	MASLOV. SIG(E),EXPTS,CALC,GRPH,CFD
NP	237	NF	RI	EXPT	1.9+6	2.0+7	3	KALININ+ COINC,SIG=1.93+ - 0.07 B,CFD
PU	240	RES	IJE	THEO	2.5-2	1.0+3	27	PORODZINSKIJ+ CALC,AVG WN D GVN,CFD
PU	240	STF	IJE	THEO	2.5-2	1.0+3	27	PORODZINSKIJ+ CALC,SO GVN
MANY		NG	RI	EXPT	2.0+6		10	TROFIMOV. VDG,ACTIV,A=55-237,TBL,CFD

СОДЕРЖАНИЕ

сборника "Вопросы атомной науки и техники.
Серия: Ядерные константы" за 1987 г.*

НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

Игнатюк А.В., Кравченко И.В., Мантуров Г.Н. Библиотека рекомендованных оцененных нейтронных сечений для важнейших продуктов деления ядер	I,3
Хеп Я., Валента В. О библиотеках ядерных данных, используемых на заводе энергетического машиностроения "Шкода"	I,10
Корж И.А. Измерение и анализ сечений рассеяния нейтронов ядрами конструкционных материалов в области энергий 0,5-9,0 МэВ	I,18
Кривцов А.В. ИЮУЭС - комплекс программ переработки оцененных нейтронных данных в формате KNDP/V в групповые константы на ЕС ЭВМ	I,30
Груша О.В., Иванова С.П., Шубин Ю.Н. Комплекс программ для исследования ядерных реакций на основе статистической теории	I,36
Клепацкий А.Б., Коньшин В.А., Породинский Ю.В., Суховицкий Е.Ш. Оценка нейтронных данных ^{236}U в области энергий разрешенных и неразрешенных резонансов	2,3
Клепацкий А.Б., Коньшин В.А., Маслов В.М., Суховицкий Е.Ш. Оценка нейтронных данных ^{236}U в области энергий быстрых нейтронов	2,10
Боховко М.В., Казаков Л.Е., Кононов В.Н., Пелетаев Е.Д., Тимохов В.М., Воеводский А.А. Измерение сечений радиационного захвата нейтронов в серебре в области энергий 4-400 кэВ	2,21
Малиновский В.В. Полуэмпирический расчет среднего числа мгновенных нейтронов деления	2,25
Клепацкий А.Б., Коньшин В.А., Маслов В.М., Суховицкий Е.Ш. Анализ нейтронных сечений ^{235}U в области энергий быстрых нейтронов	3,3
Коньшин В.А., Породинский Ю.В., Суховицкий Е.Ш. Энергетические распределения вторичных нейтронов ^{235}U	3,10
Бычков В.М., Грудзевич О.Т., Пляскин В.И. Систематика радиационных ширины и параметров плотности уровней в диапазоне массовых чисел $40 < A < 250$	3,14
Григорьев Е.И., Мелехин Д.А., Ярина В.П. Интегральные сечения реакции $^{51}\text{V}(n, \alpha)^{48}\text{Sc}$, $^{93}\text{Nb}(n, 2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$, $^{90}\text{Zr}(n, 2n)^{89}\text{Zr}$	3,27
Филиппов В.В. Корректировка детальной энергетической зависимости полного нейтронного сечения по пропускам толстых образцов	3,30
Бадиков С.А., Пащенко А.Б. Аппроксимация сечений реакций с вылетом заряженных частиц вблизи порога	3,34
Тихонов С.В., Шорин В.С. О форме спектров быстрых нейтронов в экспериментах по измерению ядерных констант на электростатических ускорителях	3,39

* Цифры после названия статьи обозначают номера выпусков и страницы.

Бочарова И.Е., Рудников В.Е., Смиренин Г.Н., Солдатов А.С., Юас Ш. Угловые распределения осколков фотоделения ^{234}U и ^{238}U	3,47
Калинин В.А., Коваленко С.С., Кузьмин В.Н., Немилов Ю.А., Солин Л.М., Шпаков В.И. Абсолютные измерения сечения деления ^{237}Np и ^{233}U нейтронами с энергией 1,9 МэВ методом коррелированных по времени сопутствующих частиц с применением магнитного анализа	4,3
Трофимов Ю.Н. Сечения активации нейтронами для ^{31}I ядра при энергии 2 МэВ	4,10
Маслов В.М. Анализ сечений деления и реакций (n,xn) для ^{237}Np	4,19
Породзинский Ю.В., Суховицкий Е.Ш. Средние резонансные параметры для ^{240}Pu , ^{235}U и ^{236}U	4,27
Поляков А.В., Ловчикова Г.Н., Виноградов В.А., Журавлев Б.В., Сальников О.А., Сухих С.Э. Упругое и неупругое рассеяния нейтронов с энергией 4,82 МэВ на ванадии	4,31
Тараско М.З., Филиппов В.В. Аналитическое представление плотности распределения вероятности полного нейтронного сечения	4,35
Гусейнов А.Г., Гусейнов М.А., Работнов Н.С. О возможном влиянии корреляций между ν и Γ_f на резонансную блокировку $\bar{\nu}$	4,38
Игнатъев С.В., Шиманский А.А. Методика распознавания и устранения грубых выбросов в экспериментальных зависимостях	4,43

ЯДЕРНО-РЕАКТОРНЫЕ ДАННЫЕ

Мазанов В.Л., Николаев А.Н., Овчинников А.В., Полевой В.Б., Рябов А.В., Сеницын Б.И., Хохлов В.Ф. Применимость трехмерных расчетных программ ЗАМОК и ММК22G к описанию прохождения γ -излучения через защиты с прямыми полыми цилиндрическими каналами	1,45
Возяков В.В., Мантуров Г.Н. Константная составляющая погрешности расчета спектра нейтронов в активной зоне быстрого реактора	1,48
Коробейников В.В., Мазанов В.Л., Николаев А.Н., Рябов А.В., Сеницын Б.И., Хохлов В.Ф. Применимость трехмерных расчетных программ ЗАМОК и ММКФК к описанию прохождения нейтронов через полые прямые (элементарные) неоднородности в защите	2,34
Коробейников В.В., Мазанов В.Л., Николаев А.Н., Рябов А.В., Сеницын Б.И., Хохлов В.Ф. Применимость трехмерных расчетных программ ЗАМОК и ММКФК к описанию прохождения нейтронов через полые усложненные и сложные многосекционные неоднородности в защите	2,41
Голубков В.Л., Коробейников В.В., Мазанов В.Л., Николаев А.Н., Рябов А.В., Сеницын Б.И., Хохлов В.Ф. Применимость трехмерных расчетных программ ЗАМОК и ММКФК к описанию прохождения нейтронов через заполненные элементарные и усложненные неоднородности в защите	2,49
Калашников М.В. Масштабная оценка влияния сглаживания резонансных сечений на критические радиусы голых сферических размножающих систем	3,68
Ваньков А.А., Колесов В.В., Украинцев В.Ф. Групповые константы ^{233}U , ^{235}U и ^{239}Pu в резонансной области	3,77
Трыков Л.А., Колеватов Ю.И., Семенов В.П. Экспериментальные результаты по изучению особенностей прохождения γ -излучения в веществе	4,49
Ваньков А.А., Украинцев В.Ф. Расчетно-экспериментальное сравнение нейтронных данных и групповые константы ^{238}U в области неразрешенных резонансов	4,58

Серегин А.С., Пивоваров В.А., Суслов И.Р., Журавлева Т.И. Погрешности подготовки малогрупповых констант на основе упрощенного решения много- групповой задачи диффузии в трехмерной гексагональной геометрии	4,68
Кощеев В.Н., Кривцов А.С., Сеница В.В., Украинцев В.Ф. Тестировка программ расчета функционалов сечений в области неразрешенных резонансов...	4,73

КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА
И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Гречухин Д.П., Солдатов А.А. Вероятности конверсии ядерных переходов малой энергии ($\hbar\omega \leq 3$ кэВ) на электронных оболочках свободных атомов	1,55
Гречухин Д.П., Солдатов А.А. Возбуждение изомерного уровня ^{235}U квантами и электронами	1,66
Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Мокеев В.И. Исследование конкуренции реакций (γ, p) и (γ, n) на ядрах в области массовых чисел $40 < A \leq 90$	2,54
Грашин А.Ф., Ефименко А.Д. О банке данных по выходам продуктов деления	2,60
Овечкин В.В., Мелентьев В.И., Хохлов А.Е. Измерения интенсивностей γ -квантов ^{239}Pu для переходов вращательной полосы $[631]$ $1/2^+$ уровней ^{235}U	2,62
Даниленко В.Н., Степанов Э.К. К вопросу установления единых значений констант радиоактивного распада	2,65
Гречухин Д.П., Солдатов А.А. Изменение скорости конверсионного перехода $M2+E3$ ($\hbar\omega = 2,38 \pm 0,36$ кэВ) изомера ^{90m}Nb при вариациях конфигурации валентной зоны оболочки атома	3,52
Харитонов И.А. Анализ данных и формулирование требований к эксперименту, обеспечивающему измерение периода полураспада ^{252}Cf с необходимой точностью	4,80
Бобошин И.Н., Варламов В.В., Ишханов Б.С., Капитонов И.М. Метод совместной оценки данных по реакциям срыва и подхвата	4,87

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

Подписано в печать 11.12.87.
Печать офсетная.
Индекс 3645.

Т-24564.
Печ.л. 13,5.
14 статей.

Уч.-изд.л. 12,5.

Формат 60x84 1/8.
Тираж 355 экз.
Заказ №1608

Отпечатано в ЦНИИатоминформе
127434, Москва, ас/ящ 971

УДК 539.173.4

АБСОЛЮТНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ СЕЧЕНИЯ ДЕЛЕНИЯ ^{237}Np И ^{233}U НЕЙТРОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ 1,9 МэВ МЕТОДОМ КОРРЕЛИРОВАННЫХ ПО ВРЕМЕНИ СОПУТСТВУЮЩИХ ЧАСТИЦ С ПРИМЕНЕНИЕМ МАГНИТНОГО АНАЛИЗА/ В.А.Калинин, С.С.Коваленко, В.Н.Кузьмин и др. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1987, вып.4, с.3-10.

Методом коррелированных по времени сопутствующих частиц выполнены абсолютные измерения сечения деления ^{237}Np и ^{233}U нейтронами с энергией 1,9 МэВ. Источником нейтронов служила реакция $\text{D}(d,n)^3\text{He}$. В целях выделения сопутствующих частиц из фона частиц - продуктов побочных реакций - проводился анализ траекторий заряженных частиц в магнитном поле. Применение магнитного анализа позволило впервые применить метод коррелированных по времени сопутствующих частиц для энергии нейтронов около 2 МэВ. Для регистрации этих частиц применялся полупроводниковый поверхностно-барьерный детектор. Осколки деления регистрировались многослойной ионизационной камерой. Для ^{237}Np и ^{233}U получены значения сечений $1,73 \pm 0,05$ и $1,93 \pm 0,07$ б соответственно (рис.6, табл.4, список лит. - 12 назв.).

УДК 539.171.401:539.172.4

СЕЧЕНИЯ АКТИВАЦИИ НЕЙТРОНАМИ ДЛЯ 31 ЯДРА ПРИ ЭНЕРГИИ 2 МэВ/ Д.Н.Трофимов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1987, вып.4, с.10-18.

Методом активации с точностью 8-15% измерены величины сечений радиационного захвата нейтронов изотопами ^{55}Mn , ^{58}Fe , ^{68}Zn , ^{82}Se , ^{84}Sr , ^{98}Mo , $^{110,114,116}\text{Cd}$, ^{113}In , $^{121,123}\text{Sb}$, ^{139}La , ^{142}Ce , ^{148}Nd , ^{151}Eu , $^{152,154}\text{Sm}$, ^{170}Er , ^{176}Yb , ^{180}Hf , $^{185,187}\text{Re}$, ^{190}Os , $^{191,193}\text{Ir}$, ^{236}U , ^{237}Np и неупругого рассеяния нейтронов с образованием изомеров для изотопов ^{87}Sr , ^{111}Cd , ^{113}In , ^{117}Sn , ^{180}Hf при энергии нейтронов 2 МэВ. Проведено взаимное сравнение этих сечений. Моноэнергетические нейтроны получены из реакции $^3\text{H}(p,n)^3\text{He}$. Протоны ускорялись электростатическим ускорителем. Измерения проводились относительно сечений радиационного захвата нейтронов ^{197}Au и ^{115}In , прокалиброванных относительно сечения деления моноизотопа ^{238}U (рис.1, табл.5, список лит. - 18 назв.).

УДК 539.173.4

АНАЛИЗ СЕЧЕНИЙ ДЕЛЕНИЯ И РЕАКЦИЙ (n, xn) ДЛЯ ^{237}Np / В.М.Маслов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1987, вып.4, с.19-26.

Проведен анализ экспериментальных данных о сечениях деления, а также реакций $(n, 2n)$ с возбуждением короткоживущего изотопа ^{236}Np и $(n, 3n)$ в рамках оптико-статистического подхода. Сравняются интегральные и дифференциальные данные о сечении реакции $^{237}\text{Np}(n, 2n)^{236}\text{Np}$. Показана несогласованность существующих оценок реакций $(n, 2n)$ и $(n, 3n)$ с последними экспериментальными данными (рис.5, список лит. - 45 назв.).

УДК 539.163

СРЕДНИЕ РЕЗОНАНСНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ДЛЯ ^{240}Pu , ^{235}U И ^{236}U / Ю.В.Породзинский, Е.Ш.Суховицкий. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1987, вып.4, с.27-31.

Разработан самосогласованный подход для определения средних резонансных параметров с учетом конечного разрешения экспериментальной аппаратуры. Для ядер-мишеней с нулевым спином вводится поправка на р-резонансы. Приводятся средние резонансные параметры для нуклидов ^{240}Pu , ^{235}U и ^{236}U , полученные по этой методике (рис.4, табл.1, список лит. - 9 назв.).

УДК 539.172.4

УПРУГОЕ И НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 4,82 МэВ НА ВАНАДИИ / А.В.Поляков, Г.Н.Ловчикова, В.А.Виноградов и др. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1987, вып.4, с.31-35.

Получены дифференциальные сечения упругого и неупругого рассеяния нейтронов с энергией 4,82 МэВ на ванадии. Измерения выполнены методом времени пролета на электростатическом ускорителе ЭП-10М с использованием газовой тритиевой мишени в качестве источника моноэнергетических нейтронов. Получены угловые распределения упругого и неупругого рассеяния нейтронов, соответствующих возбуждению отдельных групп уровней. Результаты представлены в виде рисунков (рис.4, список лит. - 9 назв.).

УДК 539.170

АНАЛИТИЧЕСКОЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЕ ПЛОТНОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ВЕРОЯТНОСТИ ПОЛНОГО НЕЙТРОННОГО СЕЧЕНИЯ / М.З.Тараско, В.В.Филиппов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1987, вып.4, с.35-38.

Для плотности распределения полного сечения на интервале энергий нейтронов, охватываемой функцией разрешения в эксперименте по пропусканию, вводится аналитическая форма. Решения ограничиваются классом β -распределений. Значения параметров формы определяются по методу наименьших квадратов. Даны примеры параметризации плотности распределения полного сечения для хрома при энергиях нейтронов 0,3-1,6 МэВ (рис.1, табл.1, список лит. - 5 назв.).

УДК 539.173.84

О ВОЗМОЖНОМ ВЛИЯНИИ КОРРЕЛЯЦИЙ МЕЖДУ ν И Γ_f НА РЕЗОНАНСНУЮ БЛОКИРОВКУ $\bar{\nu}$ / А.Г.Гусейнов, М.А.Гусейнов, Н.С.Работнов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1987, вып.4, с.38-43.

Рассматривается влияние феноменологической положительной корреляции между средним числом мгновенных нейтронов деления ν и делительной шириной Γ_f на резонансную блокировку $\bar{\nu}$. Оценка в приближении изолированных резонансов и прямой, численный расчет для фермиевского спектра на ^{239}Pu показывает, что увеличение числа $\bar{\nu}$ в результате блокировки может составить 0,2-0,3% (рис.2, табл.1, список лит. - 8 назв.).

УДК 519.24:539.1.08

МЕТОДИКА РАСПОЗНАВАНИЯ И УСТРАНЕНИЯ ГРУБЫХ ВЫБРОСОВ В ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ЗАВИСИМОСТЯХ / С.В.Игнатьев, А.А.Шиманский. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1987, вып.4, с.43-49.

Предлагается достаточно простая методика распознавания выбросов, основанная на вычислении коэффициентов рассогласования между отдельной экспериментальной точкой и группой, в которую данная точка входит. Проведено тестирование методики на конкретной задаче параметризации кривых распада и показано существование диапазона значений порога рассогласования, в котором возможно практически полное восстановление информации. Методика опробована на экспериментальных кривых спада активности запаздывающих нейтронов (рис.2, табл.2, список лит. - 6 назв.).

УДК 539.17

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ПО ИЗУЧЕНИЮ ОСОБЕННОСТЕЙ ПРОХОЖДЕНИЯ γ -ИЗЛУЧЕНИЯ В ВЕЩЕСТВЕ / Л.А.Трыков, Д.И.Колеватов, В.П.Семанов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1987, вып.4, с.49-57.

Экспериментально исследовано прохождение γ -излучения радионуклидного источника ^{60}Co через железо, свинец и уран в условиях широкой геометрии. Измерены энергетические спектры, получены факторы накопления и данные об ослаблении линии $E_\gamma = 1,33 \text{ МэВ}$. Обнаружены большие расхождения между экспериментальными и расчетными факторами накопления (свинец и уран), данными об ослаблении линии 1,33 МэВ (свинец), энергетическими спектрами утечки, особенно из урана и свинца. Полученные результаты ставят под сомнение правильность констант, употребляемых при расчетах переноса γ -излучения в свинце, уране и некоторых других веществах (рис.4, табл.1, список лит. - 7 назв.).

УДК 621.170.013

РАСЧЕТНО-ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ СРАВНЕНИЕ НЕЙТРОННЫХ ДАННЫХ И ГРУППОВЫЕ КОНСТАНТЫ ^{238}U В ОБЛАСТИ НЕРАЗРЕШЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ/А.А.Ваньков, В.Ф.Украинцев. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1987, вып.4, с.58-68.

Проанализированы экспериментальные данные по средним сечениям, функциям пропускания и самоиндикации радиационного захвата нейтронов в области неразрешенных резонансов 4-100 кэВ для ^{238}U . Получены самосогласованные оценки средних резонансных параметров и групповых констант (рис.5, табл.7, список лит. - 19 назв.).

УДК 621.039.51

ПОГРЕШНОСТИ ПОДГОТОВКИ МАЛОГРУППОВЫХ КОНСТАНТ НА ОСНОВЕ УПРОЩЕННОГО РЕШЕНИЯ МНОГОГРУППОВОЙ ЗАДАЧИ ДИФФУЗИИ В ТРЕХМЕРНОЙ ГЕКСАГОНАЛЬНОЙ ГЕОМЕТРИИ/А.С.Серёгин, В.А.Пивоваров, И.Р.Суслов, Т.И.Журавлева. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1987, вып.4, с. 68-73.

Дана оценка методической погрешности мало групповых констант, обусловленной приближенным расчетом зонных спектров, используемых для коллапсации много групповых сечений. Исследование проведено на примере трехмерной модели быстрого энергетического реактора. Показано, что рассматриваемая методика подготовки мало групповых констант приводит к занижению коэффициента $K_{эф}$ в 4-групповом расчете на 0,05%, в 6-групповом расчете отличие от эталонного расчета не превышает 0,025%. Погрешности в вычислении показателей воспроизводства также незначительны. Максимальные погрешности расчета локального энерговыделения наблюдаются в органах СВЗ: 2,3% в 4-групповом и 0,8% в 6-групповом приближениях. Анализируются парциальные вклады используемых приближений, обсуждаются пути уменьшения методической погрешности (табл.3, список лит. - 7 назв.).

УДК 681.327:539.170.013

ТЕСТИРОВКА ПРОГРАММ РАСЧЕТА ФУНКЦИОНАЛОВ СЕЧЕНИЙ В ОБЛАСТИ НЕРАЗРЕШЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ/В.Н.Кожеев, А.С.Кривцов, В.В.Синица, В.Ф.Украинцев. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1987, вып.4, с. 73-80.

Представлены результаты тестировки программ ГРУКОН, ММК и ИЮУ по обработке оцененных нейтронных данных в области неразрешенных резонансов. В качестве тестов взяты наборы средних резонансных параметров для изотопов ^{238}U и ^{239}Pu , которые были использованы Мунос-Кобосом и др., Рионом и др. для аналогичных тестовых расчетов. Средние сечения, факторы резонансной самоэкранировки сечений и доплеровские приращения факторов самоэкранировки сравниваются с оригинальными данными этих авторов. Сделаны выводы о надежности процесса обработки нейтронных данных упомянутыми программами в практических задачах получения групповых констант (табл.7, список лит. - 6 назв.).

УДК 539.163.1

АНАЛИЗ ДАННЫХ И ФОРМУЛИРОВАНИЕ ТРЕБОВАНИЙ К ЭКСПЕРИМЕНТУ, ОБЕСПЕЧИВАЮЩЕМУ ИЗМЕРЕНИЕ ПЕРИОДА ПОЛУРАСПАДА ^{252}Cf С НЕОБХОДИМОЙ ТОЧНОСТЬЮ/И.А.Харитонов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1987, вып.4, с. 80-87.

Проведен анализ методов и результатов измерения периода полураспада ^{252}Cf . При вычислении средневзвешенного значения наряду с погрешностью, приведенной авторами, учтены дополнительные составляющие, обусловленные влиянием сопутствующих нуклидов и отклонением от "рациональной" процедуры измерения. Рекомендовано значение периода $(2,6473 \pm 0,0028)$ лет. Сформулированы требования к экспериментам и показана необходимость их проведения для достижения погрешности средневзвешенного значения менее 0,1% (табл.3, список лит. - 16 назв.).

УДК 539.170

МЕТОД СОВМЕСТНОЙ ОЦЕНКИ ДАННЫХ ПО РЕАКЦИЯМ СРЫВА И ПОДХВАТА/И.Н.Бобовин, В.В.Варламов, Б.С.Ишханов, И.М.Капитонов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1987, вып.4, с. 87-93.

На основе анализа источников систематических ошибок, возникающих при получении экспериментальных данных по реакциям срыва и подхвата, предложен метод уточнения и оценки этой информации. Метод основан на модельно-независимом использовании правил сумм и одновременном включении в схему расчета данных экспериментов по срыву и подхвату. Применение метода показано на примере ядер ^{46}Tl , ^{48}Tl , для которых получены результаты, относящиеся к оболочечной структуре: определены числа протонов на оболочках и энергетические положения оболочек, предсказаны спины некоторых состояний конечных ядер (рис.2, табл.3, список лит. - 16 назв.).

Гр. 50 к.

Индекс 3645

Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы, 1987, вып.4, 1-98.