ISSN 0207-

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ INDC(ССР)-248/G **ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР**

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

серия: Ядерные константы

вынуск



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, Г.Я. Труханов, В.А. Толстиков, О.А. Сальников, Г.Н. Смиренкин, Г.Е. Шаталов, Г.Б. Яньков, В.П. Ярына, М.С. Юдкевич

КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Зам. главного редактора А.Г. ЗЕЛЕНКОВ

Б.Я. Гужовский, П.П. Дмитриев, Н.Н. Жуковский, Б.С. Ишханов, Е.Г. Копанец, В.М. Кулаков, Ю.В. Сергеенков, Ю.В. Хольнов, Н.П. Чижова, Ф.Е. Чукреев

ЯДЕРНО-РЕАКТОРНЫЕ ДАННЫЕ

Зам. главного редактора М.Ф. ТРОЯНОВ

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

Ответственный секретарь В.В. Возяков

© Центральный научно-исследовательский институт информации и технико-экономических исследований по атомной науке и технике (ЦНИИатоминформ), 1985

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

константы, вып.2, 1985 г. •••••

.

ļ

.

Наименование статей	Испол	ьзована	Не использована		
	в разра- ботках	для об- щего озна- комле- ния	не соот ветст- вует те- матике работ	не содер- жит но- вых про- грессив- ных ре- шений	информа- ция опоз- дала
Константы и параметры структуры ядра и ядерных реакций	•				
Кетов С.Н., Копейкин В.И., Микаэлян Л.А., Синев В.В., Толоконников С.В.					
Спектр позитронов реакции $\tilde{\nu}_e + p \longrightarrow n + e^+ B$ экс- перименте на реакторе Ровенской АЭС			· · ·	·	
Измерение полных сечений образования короткожи- вущих ядер ¹² N, ⁶ He, ⁸ Li при взаимодействии ³ He и триточов с изотопами бора					
Абрамович С.Н., Гужовский Б.Я., Дунаева С.А., Звени- городский А.Г., Трусилло С.В.			• •	n de la composition d Composition de la composition de la comp	
Структура функций возбуждения каналов образова- ния короткоживущих ядер 6He, 8Li, 9Li при реакции 7Li + 3H.	• • • •			~	
Игнаточкин А.Е., Потанина Т.Д., Шуршиков Е.Н. Включение коэффициентов внутренней конверсии в массив данных ЕНСДФ					
Нейтронные константы и параметры		•	. *	· .	
Андросенко Х.Д., Королев Г.Г., Шпак Д.Л. Угловая анизотропия осколков деления ²³⁵ U ней- тронами с энергией 0,014-7,15 МэВ	•				-
Воробьева В.Г., Кузьминов Б.Д. Средняя кинетическая энергия осколков деления ядер	I .				
Смиренкин Г.Н., Фурсов Б.И. О зависимости сечений деления тяжелых ядер от энергии нейтронов в области "плато"	.	•			
Малиновский В.В., Тараско М.З. Оценка энергетической зависимости среднего числа мгновенных нейтронов $\tilde{\nu}_{p}$ при делении ядер ²³⁵ U	a J	н - н - н	, • • • • 		
неитронами в диапазоне о 20 мов			·		
"1985 г.	· • •	•	· · · ·	H	ачальник ОНТ
мечание. Талон заполняется в 30-дневный срок после получения сбо (127434, Москва, аб/ящ 971)	рника и н	аправляе	гся в адре	е ЦНИИатом	информа

.

E	Іаименование статей		Испол	ьзована]	Не использ	ована
		- I (в разра- ботках	для об- щего озна- комле- ния	не соот- ветст- вует те- матике работ	не содер- жит но- вых про- грессив- ных ре- шений	информа- ция опоз- дала

Кононов В.Н., Полетаев Е.Д., Боховко М.В., Казаков Л.Е., Тимохин В.М., Воеводский А.А.

Экспериментальное определение факторов резонансной самоэкранировки сечения радиационного захвата нейтронов для ²³⁸U в области энергий 10—140 кэВ Казаков Л.Е., Кононов В.Н., Полетаев Е.Д., Боховко М.В., Воеводский А.А., Тимохов В.М.

Измерение сечений радиационного захвата нейтронов для ²³⁶U и ¹⁹⁷Au в области энергий 3-420 кэВ Ловчикова Г.Н., Поляков А.В., Сальников О.А., Симаков С.П., Сухих С.Э., Труфанов А.М.

Спектры нейтронов из реакции ¹¹³In(n, n[°]) при энергии 6,5 МэВ

Котельникова Г.В., Ловчикова Г.Н., Сальников О.А., Симаков С.П.

Экспериментальные и оцененные данные о сечениях реакций (n, n[°]), (n, 2n) и (n, 3n) на цирконии и молибдене

573-340

Государственный комитет по использованию атомной энергии СССР

Центральный научно-исследовательский институт информации и технико-экономических исследований по атомной науке и технике

вопросы атомной науки и техники

Серия: ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ

Научно-технический сборник

Выпуск 2

КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ НЕИТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

•	· · ·		
Москва		Издается с 1971 г.	1985
·	and the second secon		·

содержание

константы и параметры структуры ядра и ядерных реакций	
Кетов С.Н., Копейкин В.И., Микаэлян Л.А., Синев В.В., Толоконников С.В.	
Спектр позитронов реакции $\tilde{\nu}_e$ + p \rightarrow n + e ⁺ в эксперименте на реакторе Ровенской . АЭС	3
Абрамович С.Н., Гужовский Б.Я., Перешивкин В.А.	
Измерение полных сечений образования короткоживущих ядер ¹² N, ⁶ He, ⁸ Li при взаимодействии ³ He и тритонов с изотопами бора	10
Абрамович С.Н., Гужовский Б.Я., Дунаева С.А., Звенигородский А.Г., Трусилло С.В.	
Структура функций возбуждения каналов образования короткоживущих ядер ⁶ Не, ⁸ Li, ⁹ Li при реакции ⁷ Li + ³ H	14
Игнаточкин А.Е., Потанина Т.Д., Шуршиков Е.Н.	
Включение коэффициентов внутренней конверсии в массив данных ЕНСДФ	19
нейтронные константы и параметры	
Андросенко Х.Д., Королев Г.Г., Шпак Д.Л.	
Угловая анизотропия осколков деления ²³⁵ U нейтронами с энергией 0,014—7,15 МэВ	24
Воробьева В.Г., Кузьминов Б.Д.	
Средняя кинетическая энергия осколков деления ядер	27
Смиренкин Г.Н., Фурсов Б.И.	
О зависимости сечений деления тяжелых ядер от энергии нейтронов в области "плато"	31
Малиног чкий В.В., Тараско М.З.	
Оценка энергетической зависимости среднего числа мгновенных нейтронов $\widetilde{\nu}_{\rm p}$ при делении ядер 235U нейтронами в диапазоне 0—20 МэВ	36

Кононов В.Н., Полетаев Е.Д., Боховко М.В., Казаков Л.Е., Тимохов В.М., Воеводский А.А.

Экспериментальное определение факторов резонансной самоэкранировки сечения радиационного захвата нейтронов для ²³⁸ U в области энергий 10—140 кэВ	41
Казаков Л.Е., Кононов В.Н., Полетаев Е.Д., Боховко М.В., Воеводский А.А., Тимо- хов В.М.	
Измерение сечений радиационного захвата нейтронов для ²³⁶ U и ¹⁹⁷ Au в области энергий 3—420 кэВ	44
Ловчикова Г.Н., Поляков А.В., Сальников О.А., Симаков С.П., Сухих С.Э., Труфа- нов А.М.	
Спектры нейтронов из реакции ¹¹³ In(n, n [*]) при энергии 6,5 МэВ	50
Котельникова Г.В., Ловчикова Г.Н., Сальников О.А., Симаков С.П.	
Экспериментальные и оцененные данные о сечениях реакций (n, n [*]), (n, 2n) и (n, 3n) на цирконии и молибдене	52
Библиографический индекс работ, помещенных в настоящем выпуске, в Международ- ной системе СИНПА	57

КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

УДК 539.12.123.6

СПЕКТР ПОЗИТРОНОВ РЕАКЦИИ $\tilde{\nu}_{e}$ + p→n + e⁺ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ НА РЕАКТОРЕ РОВЕНСКОЙ АЭС

С.Н. КЕТОВ, В.И. КОПЕЙКИН, Л.А. МИКАЭЛЯН, В.В. СИНЕВ, С.В. ТОЛОКОННИКОВ

A POSITRON SPECTRUM FROM THE ($\tilde{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$)-REACTION AT THE ROVNO POWER REACTOR EXPERIMENT (PRELIMINARY RESULTS), Preliminary results on the deconvolution of the e⁺-spectrum from the ($\tilde{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$)-reaction measured at the nuclear reactor experiment in 1983 are presented.

Повышение точности определения сечения и спектра позитронов реакции обратного β-распада

$$\widetilde{\nu}_{e} + p \rightarrow n + e^{+}$$

связано с необходимостью решения нескольких задач:

— реакция (1) является обратной по отношению к распаду нейтрона, и точное измерение ее сечения позволяет контролировать такую же комбинацию фундаментальных констант слабого взаимодействия, что и в β-распаде нейтрона;

— сравнение экспериментальных данных о сечении и спектре позитронов, полученных на разных расстояниях от реактора, в настоящее время — наиболее чувствительный метод проверки гипотезы нейтринных осциляций;

— надежное определение спектра позитронов необходимо для уточнения спектра реакторных антинейтрино и его отдельных компонентов при делении ²³⁵U, ²³⁹Pu, ²³⁸U (рис. 1);

— прецизионные измерения сечения и спектра необходимы также для развития практического метода определения энерговыработки, выгорания топлива ядерного реактора, а в будущем и для слежения за динамикой накопления плутония в активной зоне [1, 3].

3



(1)

Рис. 1. Спектры $\tilde{\nu}_e$ от продуктов деления 235U (1), 239Pu(2), 238U(3) [137 (ИАЭ) и отношение спектров работы [157 (Гренобль) к спектрам антинейтрино [137 (ИАЭ) для 235U(4), 239Pu(5) В настоящее время статистическая и систематическая ошибки в нейтринных измерениях на реакторах составляют от нескольких процентов до примерно 10% [4—6]. Точность измерений повышается, и требуемый уровень точности (ошибка 1—3%), по-видимому, будет достигнут в течение нескольких лет. Для этого необходимо решить одну из основных задач, которая заключается в восстановлении спектра e⁺ по результатам измерений. Настоящая работа содержит предварительные данные по решению этой задачи в применении к нейтринному детектору HД-1 [7]. Разработаны два метода восстановления; первый — получение спектра позитронов в момент их рождения по выбранному исходному спектру антинейтрино и затем проведение численного эксперимента на модели детектора НД-1 методом Монте-Карло. Степень совпадения полученного таким образом аппаратурного спектра e⁺ с измеренным в опыте позволяет судить о правильности исходного спектра $\tilde{\nu}_e$ и спектра позитронов при их рождении. Второй метод заключается в нахождении и обосновании алгоритма прямого перехода от экспериментального спектра позитронов к спектру в момент их рождения.

Результаты моделирования использованы при изучении динамики спектра $\tilde{\nu}_{e}$ реактора ВВЭР-440, связанной с выгоранием и перегрузкой топлива. Сопоставляются данные настоящего расчета и эксперимента, поставленного в нейтринной лаборатории Ровенской АЭС [5].

Нейтринный детектор НД-1. Достаточно подробно описание НД-1 приведено в работах [7-9]. Рассмотрим лишь особенности установки, которая представляет собой бак из прозрачного оргстекла в форме параллелепипеда с внутренними размерами 70х70х50 см. Бак наполнен жидким сцинтиллятором на основе декалина с добавкой гадолиния и с двух противоположных торцов просматривается фотоумножителями через утолщенные (15 см) стенки, служащие световодами. Толщина остальных стенок бака 2 см.

Регистрация событий осуществляется по обычной для реакции (1) схеме задержанных совпадений между импульсами от позитрона и нейтрона. Амплитудному анализу подвергается суммарный сигнал позитрона и аннигиляционных *γ*-квантов при наличии энерговыделения более 3 МэВ от захвата нейтронов гадолинием.

Методика исследований. Расчеты регистрации реакции (1) методом Монте-Карло заключались в розыгрыше трех событий: детектирования позитрона, двух аннигиляционных γ -квантов и нейтрона. Так как регистрация частиц, рожденных в центральной части детектора и на периферии, существенно различна, то для удобства расчетов детектор. НД-1 условно разбивали на шесть вложенных одна в другую зон одинакового объема. Последнюю внешнюю зону образует оболочка бака, толщина которой принималась равной 2 см. Такой подход позволял считать рождение позитронов, аннигиляционных γ -квантов и нейтронов пространственно независимыми по зоне и разделить между собой розыгрыш этих событий.

При расчете учитывали зависимость световыхода сцинтиллятора от энергии, оставленной в нем электроном, и особенности сброса энергии γ -квантов в органической среде (сцинтилляционный дефект) [10]. Форму шков для моноэнергетических электронов принимали гауссовой со стандартным отклонением $\sigma = E/2,36 \sqrt{a^2 + b^2/E}$, где коэффициенты a = 0,06 и b = 0,27 определялись соответственно неоднородностью светосбора в детекторе и энергетическим разрешением $\sigma = 7,6\%$ при E = 2,5 МэВ.

На первом этапе с помощью программы NEUGAM [11] проводили предварительные расчеты спектров потерь энергии аннигиляционных γ -квантов по зонам. Разыгрывали по 100000 актов однородного рождения в объеме каждой зоны. Учитывали, что γ -кванты разлетаются под углом 180°, направление разлета считали изотропным. Эффектами связанности электронов в атомах и когерентными эффектами, обусловленными релеевским рассеянием, пренебрегли. Анализ показывает, что при переходе от центральной зоны к периферийной пик полного поглощения γ -квантов исчезает, а эффективность регистрации падает. "Недобор" энергии пика полного поглощения объясняется указанным выше сцинтилляционным дефектом.

В дальнейшем расчет проводили следующим образом. Однородно по объему детектора разыгрывали точку рождения позитрона (учитывали, что в оболочке число протонов меньше, чем в других зонах, в 1,22 раза). Вылет позитронов из точки рождения считали изотропным, пробег прямолинейным, а потери вдоль всего пути одинаковыми. Далее разыгрывали "судьбу" аннигиляционных γ -квантов с учетом данных предварительного расчета по зонам. Энергии позитрона и γ -квантов, зафиксированные в сцинтиляторе, складывали, а каждому такому событию приписывали вес, равный эффективности регистрации нейтрона, рожденного в той же зоне, что и позитрон. Данные об эффективности регистрации нейтрона взяты из работы [5].

Программу NEUGAM, отдельные ее блоки, описывающие распространение γ-квантов и нейтронов, а также некоторые элементы расчетной методики проверяли в работах [5, 7, 12].

Проверку осуществляли путем сопоставления расчетов и экспериментов с калибровочными позитронными, нейтронными и у-источниками.

Результаты. Отличие аппаратурного спектра е⁺ от спектра позитронов, рождающихся в реакции (1), определяется рядом факторов. Одни из них связаны с принятой методикой регистрации частиц путем задержанных совпадений (см. раздел "Нейтринный детектор НД-1"). Это приводит к тому, что на импульс позитрона, амплитуда которого уже искажена наложением сигнала от аннигиляционных γ -квантов, накладываются также условия регистрации нейтрона. Остальные факторы искажения спектра е⁺ определяются конструкцией детектора НД-1 (наличием стенок из оргстекла, устройства для оперативного ввода калибровочных источников), его характеристиками (энергетическое разрешение, сцинтилляционный дефект, временная стабильность и др.), ограниченной статистикой при наборе спектра е⁺ и др.

Рассмотрим некоторые из перечисленных факторов. В основу расчета положим спектр $\tilde{\nu}_{e}$ от продуктов деления ²³⁵ U из работы [13]. Использование метода численного моделирования позволяет проследить динамику формирования аппаратурного спектра e⁺ путем последовательного включения в расчет различных факторов искажения.

На рис. 2 показаны этапы моделирования от спектра позитронов, рожденных в реакции обратного β -распада (кривая 1), к аппаратурному спектру. Все спектры нормированы на одно событие, происходящее в сцинтилляторе детектора НД-1. Кривая 1 определяется выражением $N(E) = f(E) \sigma(E)$, в котором f(E) — дифференциальный спектр $\tilde{\nu}_e$, а $\sigma(E)$ — сечение реакции (1):

$$\sigma (E) = \frac{2.63 \cdot 10^{-41}}{f' t_{1/2}} \epsilon \sqrt{\epsilon^2 - 1},$$

где $\epsilon = \frac{\mathbf{E}_{e^+}^{\mathbf{K}\mathbf{U}\mathbf{H}} + \mathbf{m}_0 \mathbf{c}^2}{\mathbf{m}_0 \mathbf{c}^2}$

— полная энергия позитрона в единицах массы электрона m_oc²;

f'=1,715; $t_{1/2}=630\pm20$ c.

Гистограмма 2 рис. 2 – результат розыгрыша позитронов методом Монте-Карло без учета регистрации аннигиляционных у-квантов и нейтронов. В расчете не учитывали также оболочку детектора и полагали, что вся энергия позитрона выделяется в точке его рождения. Гистограмма 3 рис. 2 отличается тем, что учитываются пробег позитрона и оболочка детектора. Влияние стенок детектора приводит к небольшому сдвигу распределения в область малых энергий, а увеличение протонов за счет оболочки — к возрастанию числа регистрируемых в сцинтилляторе е⁺-событий в 1,022 раза. Включение в расчет аннигиляционных у-квантов, учет сцинтиляционного дефекта и конечности энергетического разрешения заметно меняют форму спектра (гистограмма 4 рис. 2). Из-за регистрации аннигиляционных у-квантов спектр как целое смещается вправо по оси энергии приблизительно на 0,5 МэВ. В области малых энергий появляется пик, обусловленный преимущественной регистрацией у-квантов от аннигиляции позитронов, родившихся в стенках детектора. Последний эффект приводит к тому, что число регистрируемых событий становится в 1,105 раза больше числа событий, рожденных в сцинтилляторе детектора. Гистограмма 5 рис. 2 показывает аппаратурный е⁺-спектр, при расчете которого учтен весь процесс моделирования, в том числе регистрация нейтрона. Обращает на себя внимание отсутствие пика аннигиляционных γ-квантов, что связано с малой эффективностью регистрации нейтронов, рожденных в стенках детектора.

Спектр реакторных $\tilde{\nu}_{e}$ представляет сложную суперпозицию отдельных $\tilde{\nu}_{e}$ -спектров от распада сотен различных осколков деления. Выполненные за последние годы расчеты [13, 14] позволили показать динамику спектра $\tilde{\nu}_{e}$ в течение кампании реактора. Она определяется при энергиях 1,8 МэВ, превышающих порог реакции (1), выгоранием и накоплением делящихся изотопов ²³⁵, ²³⁸U, ²³⁹, ²⁴¹Pu. Более сложной задачей является получение абсолютных данных о спектре $\tilde{\nu}_{e}$. Используемые в настоящее время методы (расчетный и метод восстановления $\tilde{\nu}_{e}$ -спектра из измеренного спектра электронов от продуктов деления) приводят разных авторов к результатам, различающимся на 15—20% и более.

Один из критериев достоверности спектра $\tilde{\nu}_e$ — совпадение расчетного спектра e^+ с экспериментальным. Так как за время измерений (обычно несколько месяцев) спектр $\tilde{\nu}_e$ деформируется, в расчетах необходимо учитывать эти изменения. С точки зрения возможности контроля динамики выгорания урана и накопления плутония интересно оценить устойчивость относительных изменений спектра e^+ в предположении различных исходных спектров $\tilde{\nu}_e$.



В настоящих расчетах использовали данные [13, 15] о спектрах $\tilde{\nu}_{e}$ делящихся изотопов (см. рис. 1). Сведения о вкладе изотопов урана и плутония по числу делений в период первых двух кампаний реактора ВВЭР-440 взяты из работы [3] (табл. 1). Так как спектр $\tilde{\nu}_{e}$ от ²⁴¹ Ри близок к $\tilde{\nu}_{e}$ -спектру для ²³⁵ U, а накопление ²⁴¹ Ри в реакторе невелико, то сочли возможным весь его вклад по числу делений приписать ²³⁵ U. Это приводит к ошибкам в спектре не более чем на 1% для энергии позитронов не более 7 МэВ. В работе [15] нет сведений о спектре ²³⁸ U. Этот спектр был найден по данным о $\tilde{\nu}_{e}$ -спектре ²³⁵ U той же работы с учетом того, что отношения спектров антинейтрино делящихся ядер достаточно хорошо известны.

Перейдем к обсуждению результатов моделирования спектров. На рис. 3, 4 показаны спектры позитронов, рассчитанные с использованием $\tilde{\nu}_{e}$ -спектров для ^{235, 238}U, ²³⁹Pu [13] и для смеси этих изотопов. Вклад делящихся изотопов в смеси определялся как среднее арифметическое их вкладов конца первой и начала второй кампаний. Это соответствует периоду проведения измерений на Ровенской АЭС [5]. Аналогичные расчеты сделаны для спектра $\tilde{\nu}_{e}$ работы [15]. Обращает на себя внимание большое различие в спектрах позитронов для изотопов урана и плутония. Вклады каждого из них в сечение^{*} в расчете на один акт деления приведены на рис. 3.

Прежде чем перейти к сопоставлению рассчитанного спектра е⁺ с измеренным, оценим влияние на этот спектр изменения состава топлива. На рис. 4 показаны интегральные спектры позитронов, рассчитанные для конца первой и начала второй кампаний (т.е. непосредственно перед перегрузкой топлива и за ней). Там же приведены относительные изменения этих спектров. Возрастание эффекта в начале второй кампании отражает известный факт различия спектров

		Таблица 1
Вклад α отдельны в период реактора	по числу дел их изотопов у первой и вто в ВВЭР-440	тений урана и плутония эрой кампаний
Изотоп	Начало кампании	Конец кампании
235U	$\frac{0,861}{0,681}$	<u>0,526</u> 0,486
238 _U	$\frac{0,071}{0,073}$	0,078 0,078
239 _{Pu}	0,068 0,223	$\frac{0,355}{0,37}$

Примечание. Числитель значения для периода первой кампании, знаменатель — второй.

0,023

0.041

0,066

²⁴¹Pu

 $\tilde{\nu}_{e}$ для ²³⁵U и ²³⁹Pu. В отличие от этого выгорание топлива приводит к уменьшению эффекта. На рис. 5 рассмотрена деформация дифференциального спектра позитронов за первую и вторую кампании и при перегрузке топлива. Изменение в сечении σ_{f} за каждый из указанных периодов составляет 7,8; 3,8 и 3,6% соответственно.

Использование различных данных о спектре $\tilde{\nu}_{e}$ позволило оценить устойчивость рассчитанных величин деформаций. Из рис. 5 видно, что отклонения в расчетных данных не превышают 2—4%, хотя спектры $\tilde{\nu}_{e}$ различаются (при энергии 6—7 МэВ) на 30—50%.

При сравнении абсолютных спектров необходимо учитывать кроме статистических также ошибки их нормировки, которые как в опыте, так и в расчете были немного меньше 10%. В целом экспериментальный спектр качественно близок к расчетным спектрам. Количественный анализ можно проводить только при заметном улучшении статистики эксперимента.

Проведенное расчетное моделирование спектра е⁺ позволяет найти и обосновать алгоритм перехода от аппаратурного спектра детектора НД-1 к спектру позитронов в момент их рождения. Расчеты показали, что отношение спектра позитронов в момент их рождения к аппаратурному спектру, т.е. $K(E) = N_{e^+}^{p}(E)/N_{e^+}^{a}(E)^{*2}$, обладает хорошей устойчивостью к изменениям исходных спектров. Отклонение отдельных значений K(E) от среднего значения при энергиях не более 5 МэВ не превыщает 3%, т.е. в 5–8 раз меньше различий в спектрах антинейтрино, рождающих позитроны таких энергий [13], [15] (табл. 2). В диапазоне энергий позитронов 5–7 МэВ разброс от среднего значения в величинах K(E) увеличивается до 4%. Однако число e⁺ с такой энергией составляет лишь около 5%.

* Имеется в виду сечение реакции (1) (в см²/дел.), усредненное по спектру $\tilde{\nu}_{e} - f(E)$, т.е. $\sigma_{f} = \int f(E) \sigma(E) dE$.

^{*&}lt;sup>2</sup> При расчете К (Е) спектр $N_{e^+}^{a}$ (Е) сдвигался на величину потерь энергии аннигиляционными γ -квантами ($E_{2\gamma} \approx 0.5$ МэВ).







Коэффицие позитронов	енты восст в из экспер	ановлени: рименталь	н спектра ного спек	стра			Таблица 2
	1	2	3	4	5	6	7
K(E _e +)	1,016	1,038	1,037	1 <u>,</u> 034	1,025	1,013	0,987

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Боровой А.А., Микаэлян Л.А. Препринт ИАЭ-2546. М., 1975. 1.
- Боровой А.А., Микаэлян Л.А. Атомная энергия, 1978, т. 44, вып. 6, с. 508. 2.
- Коровкин В.А., Коданев С.А., Яричин А.Д. и др. Там же, 1984, т. 56, вып. 4, с. 214. 3.
- Gabthuler K., Boehm F., Feilitrsch F. e.a. Phys. Letters, 1984, v. 138B, p. 449. 4.
- Афонин А.И., Богатов С.А., Боровой А.А. и др. Письма в ЖЭТФ, 1983, т. 38, с. 361. 5.
- Беленький С.Н., Добрынин Ю.Л., Земляков М.В. и др. Там же, с. 406. 6.
- Афонин А.И., Богатов С.А., Боровой А.А. и др. Препринт ИАЭ-3676/2. М., 1982. 7.
- Афонин А.И., Богатов С.А., Боровой А.А. и др. Письма в ЖЭТФ, 1983, т. 37, с. 122. 8.
- Афонин А.И., Богатов С.А., Боровой А.А. и др. Препринт ИАЭ-3804/2. М., 1983. 9.
- 10. Добрынин Ю.Л., Микаэлян Л.А. Препринт ИАЭ-3229/2. М., 1980.
- Добрынин Ю.Л. Препринт ИАЭ-3173. М., 1979.
 Добрынин Ю.Л. Препринт ИАЭ-3675/2. М., 1982.
- 13. Копейкин В.И. Ядерная физика, 1980, т. 32, с. 1507.
- 14. Vogel P., Scheuter G.K., Mann F.M., Schenter R.E. Phys. Rev., 1981, v. C. 24, p. 1543. 15. Schreckenbach K., Faust H.R., von Feilitzsch F. e.a. Phys. Letters, 1981, v. 99B, p. 251.

Статья поступила в редакцию 20 ноября 1984 г.

УДК 539.172.14+539.172.15

ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛНЫХ СЕЧЕНИЙ ОБРАЗОВАНИЯ КОРОТКОЖИВУЩИХ ЯДЕР ¹²N,⁶He, ⁸Li ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ³He И ТРИТОНОВ С ИЗОТОПАМИ БОРА

С.Н. АБРАМОВИЧ, Б.Я. ГУЖОВСКИЙ, В.А. ПЕРЕШИВКИН

MEASUREMENT OF TOTAL CROSS-SECTIONS OF GENERATION OF SHORT-LIVED NUCLEI 12N, 6He AND 8Li BY INTERACTION OF 3He AND TRITONS WITH ISOTOPES OF BORON. The total cross-sections of nuclear reactions 10B(3He, n)12N, $11B(t, 2\alpha)6He$, $10B(t, p+\alpha)8Li$ and 10B(t, 7Be)6He have been peasured by induced beta-activity of formed radioactive products 12N, 6He and 8Li. Irradiation of targets has been executed on beams of electrostatic accelerator. The registration of β -particles has been fulfiled using SI-semiconductor detector. The cross-sections of reactions of interaction of tritons with boron in investigating energy range have been obtained for the first time.

Функции возбуждения полных сечений реакций на легких ядрах представляют интерес при исследовании структуры высоковозбужденных ядер и механизмов протекающих при этом ядерных процессов, а также как ядерно-физические константы, необходимые для расчета различных термоядерных процессов и устройств. В частности, данные о реакциях между ядрами изотопов водорода, гелия и бора можно использовать для инженерно-физических расчетов управляемых термоядерных реакторов и для решения некоторых астрофизических задач.

Для удовлетворения этих потребностей были выполнены измерения сечений взаимодействия между легкими ядрами [1, 2]. В настоящей статье рассматриваются сечения образования ¹²N, ⁶He и ⁸Li в реакциях ¹⁰B + ³He, ¹⁰B + t, ¹¹B + t (табл. 1).

Характеристика	исследуемых р	еакций			Таблица 1
Реакция	Интервал исследуемых энергий, МэВ	Энергия реакции, МэВ	Порог реакции, МэВ	Период полурас- пада, с	Максимальная энергия β-частиц, МэВ
10B(3He, n)12N	2,2-4,4	1,569		0,011	16,38
$10_{B(t, p\alpha)} 8_{Li}$	3-11	-3,659	4,757	0,849	13,0
10B(t, 7Be)6He	311	-6,365	8,26	0,802	3,51
11B(t, 2α)6He	3—11	1,171		0,802	3,51

Методика измерений. Измерения функций возбуждения проводили по β -активности, наведенной в мишени в результате исследуемых реакций. Подробное описание детектирующей системы и методики измерений дано в работе [3]. Методика измерений заключается в следующем: пучок ускоренных ионов проходит через зазор между отклоняющими пластинами и попадает на мишень или отклоняется (при подаче отклоняющего напряжения на пластины) на стоппер. При отклоненном пучке осуществляется регистрация β -частиц, испускаемых образовавшимися во время облучения активными ядрами. Измерение состоит из нескольких десятков циклов облучение — регистрация. Каждый цикл образован пятью временными интервалами (длительность которых выбирали в зависимости от периода полураспада $T_{1/2}$ исследуемого радионуклида): облучения — $t_1 = T_{1/2}$; восстановления спектрометрического тракта после перегрузки во время облучения — $t_2 = 1$ мс; регистрации наведенной активности – $t_3 = 2T_{1/2}$; выдержки, в течение которой исследуемая активность практически полностью распадается, $-t_4 = 4T_{1/2}$; измерения фона — $t_5 = 2T_{1/2}$.

Облучение тритонами проводили на тандемном ускорителе ЭГП-10, а ионами ³He⁺ — на электростатическом ускорителе ЭГ-5. Число упавших на мишень частиц за время облучения измеряли по заряду, перенесенному налетающими частицами на мишень, которую поместили в цилиндр Фарадея. Для исключения искажений при измерении заряда из-за вторичной электронной эмиссии между входной формирующей диафрагмой и цилиндром Фарадея поместили диафрагму, на которую был подан запирающий потенциал (300 В). При исследованиях на

пучке ионов ³He⁺ возникала погрешность в измерении числа упавших на мишень частиц, обусловленная изменением заряда ионов за счет "обдирки" на остаточном газе и возможным присутствием молекулярных ионов 3H⁺. По результатам контрольных измерений [1] погрешность оценивалась в 2,5%.

Регистрацию β-частиц проводили кремниевым диффузионно-дрейфовым детектором ДДС-18/6, толщина чувствительной области которого составляла 6 мм. β-Частицы попадали в детектор через окно в мишенной камере из алюминиевой фольги толщиной 50 мкм.

Мишени в виде тонких слоев бора природного изотопного состава и бора, обогащенного изотопом ¹⁰ В, изготавливали методом напыления в вакууме. Относительные толщины мишеней измеряли по выходам ядерных реакций с погрешностями менее 1%. Абсолютизацию толщин осуществляли по эталонным мишеням, толщину которых определяли взвешиванием на аналитических весах с точностью менее 5%.

В качестве эффективной энергии взаимодействия принимали величину $E = E_{\mu} - 1/2\Delta E_{M}$, где E_{μ} — энергия ускоренных ионов; ΔE_{M} — полная потеря энергии в мишени налетающими частицами.

Обработка результатов измерения. Сечение і-й реакции, приводящей к образованию j-го радиоактивного ядра, вычисляли по формуле

$$\sigma_{i} = \frac{4\pi N_{j}}{Qn_{i}K_{j} \Omega} \frac{[1 - \exp(-\lambda_{j}t_{3})][1 - \exp(-\lambda_{j}t_{1})]}{\lambda_{j}t_{1}\exp(\lambda_{j}t_{2})}$$

где N_j — число отсчетов, вызванных регистрацией β -частиц при распаде j-го ядра; Q — количество бомбардирующих частиц; n_i — число ядер, приходящихся на единицу площади мишени, которые обусловили i-ю реакцию; K_j — доля β -частиц распада j-го ядра, энергия которых выше порога дискриминатора в канале регистрации; Ω — телесный угол детектора; λ_j — постоянная распада j-го ядра.

Для разделения числа регистраций, обязанных ядерным реакциям на ¹⁰В и ¹¹В, измерения проводили при каждой энергии налетающих тритонов на двух мишенях с разным изотопным составом. Знание изотопного состава и толщин мишеней позволяет разделить эти вклады.

При энергиях тритонов выше порога реакции 10 B(t, 7 Be)⁶ Не возникает проблема разделения вкладов данной реакции и реакции 10 B(t, ра)⁸Li,так как периоды полураспадов образующихся радиоактивных продуктов ⁸Li и ⁶Не близки. Разделение этих вкладов проводилось на основе большого различия в энергиях β -распадов указанных ядер. Для этого измерения в каждой точке по энергии проводили с фильтром, имеющим толщину, соответствующую пробегу самых высокоэнергетичных β -частиц при распаде ⁶Не и без него. После учета деформации спектра фильтром удалось разделить эти вклады. Все расчеты проводили, предполагая, что форма β -спектров описывается выражением

$$W(\epsilon) \sim \epsilon (\epsilon^2 - 1)^{1/2} (\epsilon_{\max} - \epsilon)^2$$
,

где ϵ и ϵ_{max} — полная энергия и полная максимальная энергия β -частиц в единицах энергии покоя электрона. Пренебрежение кулоновскими эффектами в выражении для β -спектра оправдано незначительностью заряда рассматриваемых материнских ядер ⁶Не и ⁸Li и большими энергиями их β -распадов.

Случайные погрешности измеренных сечений, обусловленные ошибками в числе отсчетов N_j, определяли статистикой отсчетов. Основные источники систематических погрешностей в абсолютных величинах сечений — погрешности толщин мишеней, определяемые погрешностью абсолютизации эталонных мишеней, и ошибки измерения телесного угла детектора $\Delta \Omega / \Omega \approx 5\%$. Кинематический расчет показывает, что регистрируемые продукты реакций 10 B(3 He, n) 12 N и 10 B(t , 7 Be)⁶He во всем диапазоне энергий налетающих частиц, а для реакции 10 B(t , ра)⁸Li от порога до энергии тритонов 9,1 МэВ летят вперед и собираются в толще мишени и подложке. Таким образом, регистрация β -частиц при их распаде происходит практически в геометрии "точечного" источника. Рождающиеся в реакции 11 B(t , 2 α)⁶He во всем диапазоне энергий тритонов 9,1 МэВ радиоактивные ядра ⁶He и ⁸Li могут вылетать частично в заднее полупространство. Геометрия регистрации β -частиц при распаде этой части ядер ⁶He и ⁸Li неопределенна, что приводит к систематической погрешности. Расчет доли ядер ⁶He реакции 11 B(t , 2 α)⁶He (вылетающих в заднее полупространство), сделанный в предположении и зотропного распределения продуктов реакции в системе центра масс,

показал, что эта доля составляет 11% и практически постоянна в исследуемом интервале энергий. Погрешность не искажает относительного хода функции возбуждения, однако может привести к занижению абсолютной величины сечения, но не более чем на 11%. Аналогичный расчет для реакции 10 B(t, р α)⁸Li показал, что в самом худшем случае (при энергии тритонов 11 МэВ) эта "утечка" ядер ⁸Li составляет примерно 3%. При вычислении полной систематической погрешности отдельные ее компоненты рассматривали как случайные и независимые.

Результаты и их обсуждение. Полученное абсолютное сечение образования 12 N в реакции 10 B(3 He, n) 12 N как функция эффективной энергии ионов 3 He приведено на рис. 1 и в табл. 2. Там же представлены случайные и полные погрешности измерений. Полученные результаты подтверждают данные работы [4] (см. рис. 1) как по форме функции возбуждения, так и по абсолютной величине полученных сечений, хотя при малых энергиях наблюдается систематический сдвиг по шкале энергий около 150 кэВ. В то же время эти данные противоречат значению сечения указанной реакции $5,2^{+2,1}_{-1,6}$ мб, полученному в работе [5] при энергии $E_{3He} = 2,54$ МэВ. Из рис. 1 видно, что функция возбуждения реакции имеет довольно сложную структуру, которую можно объяснить проявлением состояний составного ядра с энергиями возбуждения 23,87 и 24,4 МэВ [6].



 $^{.10}$ в(³не, n)¹² N. Данные работ: $\Delta - [4]; \bullet$ - настоящей

Полные со при взаим	ечения обра юдействии	азования 10 _{В +} 3	Габлица 2 12 _N Не
Энергия, МэВ	Сечение, мб	Δσ _{сл} , мб	Δσ _{полн} мб
2,18	1,19	0,07	0,12
2,48	1,84	0,06	0,16
2,73	2,68	0,17	0,27
2,98	3,18	0,02	0,26
3,24	3,18	0,085	0,27
3,49	3,57	0,05	0,29
3,74	4,26	0,04	0,34
3,89	4,66	0,04	0,37
3,99	4,93	0,07	0,4
4,19	5,49	0,15	0,46
4,29	5,52	0,1	0,45
4 39	6.37	0.19	0.5

Результаты измерения полных сечений образования ⁶Не и ⁸Li при взаимодействии тритонов с ¹⁰В и ¹¹В и погрешности представлены на рис. 2 и табл. 3. Литературные данные по этим реакциям отсутствуют. Возможно, что наблюдаемая резонансоподобная структура в функции возбуждения реакции ¹¹B(t, 2 α)⁶Не при энергии E_t \approx 5,5 МэВ обусловлена состоянием составного ядра ¹⁴C с энергией возбуждения 24,9 МэВ. Никаких данных о состояниях ядра ¹⁴C при таких высоких энергиях возбуждения нет.



Рис. 2. Полные сечения образования ⁶Не и ⁸Li в реакциях ¹⁰B(t, α p)⁸Li(X), ¹⁰B(t, ⁷Be)⁶He (Δ), ¹¹B(t, 2 α)⁶He (•)

Таблица 3

Энергия,	11B(t, 2	α) ⁶ He	Ń,	10 _{B(t,}	αp) ⁸ Li	·	·	10 _{B(t,}	⁷ Be) ⁶ He
мэв	σ	$\Delta \sigma_{{ m cn}}$	$\Delta \sigma_{\text{полн}}$	σ	Δσ _{сл}	$\Delta \sigma_{\Pi O \Pi H}$	σ	Δσ _{сл}	Δσполи
2,940	4,06	0,10	0,33			-		_	1 — "
3,450	6,12	0,04		·	<u> </u>	-	—	<u> </u>	-
3,955	7,95	0,48	·	 .	· -		-	` <u> </u>	1 -
4,460	10,54	0,08	0,70	-	<u> </u>		— ·	<u> </u>	·
4,970	10,67	0,21	· — ·	9, 08	0,96	0,97	—.		-
5,473	13,17	0,15	`	0,03	0,10	-		·, —	-
5,975	13,00	0,34	0,90		-]. —	—	·	、 —
6,476	11,15	0,40	-	0,06	0,12	-	I . —		— ·
6,980	12,00	0,40	_	0,52	0,10	0,13	-	-	-
7,482	14,56	0,30	- 	-		_	-	—	
7,983	14,00	0,60	0,97	1,26	0,18	0,28	<u> </u>	—	
8,484	16,06	0,10		1,20	0,17	— <u> </u>	—	· . —	-
8,985	16,34	0,23	<u> </u>	2,40	0,25	0,29	1,60	0,10	0,16
9,486	16,33	0,23	_	— .	—	—	-	_	
9,987	17,00	0,40	1,16	4,40	0,29	0,44	7,84	0,90	1,04
10,488	17,38	0,10	_	- <u>-</u>	: –	—			-
10,989	16,60	0,33	1,08	6.25	0,36	1,12	5,13	0,50	0,62

Сечения образования ⁶Не и ⁸Li в реакциях 11 B(t, 2 α)⁶He, 10 B(t, α p)⁸Li, 10B(t, 7Be)⁶He, мб

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Абрамович С.Н., Гужовский Б.Я., Перешивкин В.А. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1982, № 5 (49), с. 21-26.
- 2. Гужовский Б.Я., Абрамович С.Н., Звенигородский А.Г. и др. Изв. АН СССР. Сер. физ., 1980, т. 44, № 9, с. 1983-1988.
- 3. Абрамович С.Н., Гужовский Б.Я., Звенигородский А.Г., Трусилло С.В. Прикладная ядерная спектроскопия, 1976, вып. 6, с. 256-262.
- 4. Peterson R.W., Glass N.W. Phys. Rev., 1963, v. 130, N 1, p. 292.
- 5. Ajzenberg-Selove F., Bullock M.L., Almqvist E. Ibid., 1957, v. 108, N 5, p. 1284.
- 6. Ajzenberg-Selove F. Nucl. Phys., 1970, v. AI52, N 1, p. 1.

Статья поступила в редакцию 17 июля 1984 г.

УДК 539.172.14

СТРУКТУРА ФУНКЦИЙ ВОЗБУЖДЕНИЯ КАНАЛОВ ОБРАЗОВАНИЯ КОРОТКОЖИВУЩИХ ЯДЕР ⁶He, ⁸Li, ⁹Li ПРИ РЕАКЦИИ ⁷Li + ³H

С.Н. АБРАМОВИЧ, Б.Я. ГУЖОВСКИЙ, С.А. ДУНАЕВА, А.Г. ЗВЕНИГОРОДСКИЙ, С.В. ТРУСИЛЛО

THE STRUCTURE OF EXCITATION FUNCTIONS OF CHANNELS OF FORMA-TION OF SHORT-LIVED NUCLEI ⁶He, ⁸Li, ⁹Li IN REACTION ⁷Li + ³H. The measurements was accompanished on ion beam of tandem accelerator. Ion beam interruption was realized with help of electrostatic deflection. The registration of beta-particles from induced activity of target was executed with help of scintillation counter, but the registration of delayed alpha-particles was executed with help of silicon surfacebarrier detector. The excitation functions of channels of reactions ⁷Li(t, p)⁹Li, ⁷Li(t, d)⁸Li, ⁷Li(t, α)⁶He, ⁶Li(t, p)⁸Li were obtained. From analysis of form of excitation functions the conclusions about mechanisms of observing features were made.

Высоковозбужденные состояния ядер 9Ве и 10Ве изучали в реакциях взаимодействия дейтронов и тритонов с изотопами лития (1-3). В частности, в работе (1) измерены функции возбуждения реакций 6Li(t, p)8Li и 7Li(t, p)9Li по равновесной активности ядер — продуктов распада 8Li и 9Li при непрерывном облучении. Однако интервал энергий налетающих частиц ограничивался 6 МэВ, так как выше этой энергии открывался канал реакции 7Li(t, d)8Li, регистрация продуктов распада которого искажала исследуемые функции возбуждения. В настоящей работе выполнены измерения указанных функций возбуждения с помощью другой методики, основанной на использовании пульсирующего ионного пучка [4]. Методика заключалась в следующем: пучок ускоренных ионов проходил через зазор между пластинами электростатического отклонения и попадал на мишень или отклонялся (при подаче напряжения на пластины) на стоппер. При отклоненном пучке регистрировались продукты распада, образовавшиеся во время облучения радиоактивных ядер. Применение данной методики позволило измерить также функции возбуждения реакций 7Li(t, d)8Li и 7⁻;(t, α)6He (табл. 1).

Измер ние состояло из нескольких десятков циклов облучение — регистрация, каждый из которых был разбит на следующие временные интервалы: облучения — $t_1 = 154.4$ мс, восстановления спектрометрических трактов после перегрузки в момент облучения — $t_2 = 1.1$ мс, регистрации ⁹Li — $t_3 = 578$ мс, отстойки от ⁹Li — $t_4 = 624$ мс, регистрации ⁸Li и ⁶He — $t_5 = 4540$ мс, измерения фона — 1445 мс.

Регистрация β -частиц при распаде ядер ⁸Li, ⁹Li и ⁶Не осуществлялась с помощью сцинтилляционного детектора на основе полистирола с добавками терфенила и РОРОР, а запаздывающих α -частиц при распаде ядер ⁸Li — кремниевым поверхностно-барьерным детектором. Отделение вклада ⁹Li от ⁸Li и ⁶Не в зарегистрированное число распадов осуществлялось благодаря различию во временах жизни радиоактивных ядер, отделение вклада ⁸Li от ⁶Не — благодаря амплитудной дискриминации.

Таблица 1

Характеристики исследуемых реакций и их радиоактивных продуктов (5) 👘

Реакция	Q, МэВ	Е _{пор} , МэВ	$\Theta_{\max'}$ град	T _{1/2} , c	Е _β , МэВ
6 Li(t, p) 8 Li $\stackrel{\beta}{\longrightarrow}$ 8 Be 2 α	0,801	_	39	0,842	13,07
${}^{6}\text{Li}(t, {}^{3}\text{He}){}^{6}\text{He} \stackrel{\beta}{\longrightarrow} {}^{6}\text{Li}$	-3,488	5,237	43,6	0,8081	3,507
$^{7}\text{Li}(t, p)^{9}\text{Li} \stackrel{\beta}{\longrightarrow} ^{9}\text{Be}^{*} \rightarrow n + 2\alpha$	-2,386	3,412	24,4	0,1783	13,607
$^{7}\text{Li}(t, d)^{8}\text{Li} \beta ^{8}\text{Be} \rightarrow 2\alpha$	-4,225	6,041	28,7	0,842	13,07
$^{7}\text{Li}(t, \text{pn})^{8}\text{Li} \xrightarrow{\beta} ^{8}\text{Be} \rightarrow 2\alpha$	6,449	9,214	25,1	0,842	13,07
$7_{\text{Li}(t, \alpha)} 6_{\text{He}} \frac{\beta}{2} 6_{\text{Li}}$	9,838		180	0,8081	3,507

Примечание. Q—энергия реакций; E_{nop} — энергия порога; Θ_{max} — максимальный угол вылета радиоактивного ядра отдачи в интервале энергий ускоренных тритонов 2—10МэВ; $T_{1/2}$, F_{β} — период полураспада и максимальная энергия β -частиц радиоактивного продукта реакции.

Для отделения вклада ⁶Не от ⁸Li использовался тот факт, что β -распад ⁸Li сопровождался двумя запаздывающими α -частицами со средней энергией около 1,5 МэВ. Импульсы от β -детектора анализировались двумя дискриминаторами с различными порогами дискриминации: низким, на уровне 0,65 МэВ, и высоким, на уровне 3,51 МэВ. Одновременно измеряли скорости счета (α - β)-совпадений. Скорость счета β -частиц при распаде ⁶Не можно выразить следующим образом:

$$N_{\beta}^{(6He)} = N_{\beta}^{H} - N_{\beta}^{B} (N_{\alpha\beta}^{H}/N_{\alpha\beta}^{B}),$$

где N — измеренные скорости счета; индексы "н" и "в" указывают на соответствие низкому и высокому порогам дискриминации, а β и $\alpha\beta$ — счету в β -канале и (α — β)-совпадении.

Мишени, представляющие собой тонкие слои металлического лития на танталовых подложках, изготовляли методом напыления в вакууме из лития природного изотопного состава (92,76%⁷ Li и 7,24% ⁶ Li) и лития, обогащенного изотопом ⁶ Li(89,74% ⁶ Li и 10,26% ⁷ Li). Изотопный состав измеряли методом масс-спектрометрии. Толщину мишеней определяли по выходу нейтронов из реакции ⁷ Li (p, n)⁷ Ве при облучении их протонами с энергией 5 МэВ. Регистрацию нейтронов осуществляли "всеволновым" детектором, откалиброванным по стандартному плутоний-бериллиевому источнику. Толщина мишени из лития природного изотопного состава составляла 127±16 мкг/см², а мишени из обогащенного лития — 95,7± ±12 мкг/см².

В качестве эффективной энергии взаимодействия принимали величину $E_t = E_H - 1/2\Delta E_M$, где E_H — энергия ускоренных ионов; ΔE_M — полная потеря ускоренными ионами энергии при прохождении мишени.

Количество упавших на мишень ускоренных тритонов определяли по заряду, перенесенному налетающими частицами на мишень. Для этого мишенное устройство (цилиндр Фарадея) изолировали от ионопровода ускорителя. После заземленной формирующей диафрагмы помещали электрод, на который подавали потенциал (300 В) для подавления вторичной электронной эмиссии.

Как видно из табл. 1, в исследованном интервале энергий ускоренных ионов образующиеся ядра ⁸ Li и ⁹Li летят вперед, собираясь в толще мишени и подложки. Таким образом, регистрация продуктов распада ядер ⁸Li и ⁹Li проводится в геометрии, близкой к геометрии "точечного" источника. Иначе обстоит дело с ядрами ⁶Не из реакции ⁷Li(t, α)⁶He, часть которых может лететь в заднее полупространство и покидать мишень. Расчет утечки ⁶Не из мишени в предположении изотропного углового распределения в системе центра масс показывает, что эта утечка уменьшается с увеличением энергии тритонов от 36% при $E_t = 2$ МэВ до 24% при $E_t = 10$ МэВ.

При энергиях тритонов выше порога реакции ⁷Li(t, d)⁸Li наблюдаемая активность ⁸Li обусловлена реакциями ⁶Li(t, p)⁸Li и ⁷Li(t, d)⁸Li. Энание толщин мишеней и их изотопного состава позволяет разделить вклады этих реакций. Аналогично осуществлялось разделение вкладов в выход ⁶Не реакций ⁷Li(t, α)⁶Не и ⁶Li(t, ³He)⁶Не при энергиях тритонов выше порога

последней. Однако низкая статистическая точность измерения выхода ⁶Не в настоящих измерениях и малое сечение реакции ⁶Li(t, ³He)⁶Не не позволили на основе имеющегося экспериментального материала получить функцию возбуждения для этой реакции. Оценка ее сечения при $E_t = 10$ МэВ дает величину $\sigma < 1$ мб. При энергиях тритонов выше порога канала ⁷Li(t, pn)⁸Li, равного 9,214 МэВ, в измеренное полное сечение образования ⁸Li при взаимодействии ⁷Li+ + t вносит вклад и этот канал. Его сечение, по-видимому, вплоть до конца исследованного диапазона мало по сравнению с каналом ⁷Li(t, d)⁸Li.

Абсолютную величину сечения і -й реакции, приводящей к ј-му радиоактивному ядру, вычисляли по формуле

$$\sigma_{ij} = (N_i f_j) / (Q n_i \epsilon_j \Omega_j),$$

где N_i — число накопленных к концу облучения в результате i-й реакции радиоактивных ядер типа j, распад которых был зарегистрирован; f_j = $(\lambda_j t_1)/[1 - \exp(-\lambda_j t_1)] - \phi$ актор, учитывающий распад ядер типа j в процессе облучения; $(\lambda_j - \text{постоянная распада ядер типа j);$ Q — число тритонов, упавших на мишень; n_i — число ядер мишени, приходящееся на единицу ес площади, которые обусловили i-реакцию; ϵ_j — доля регистрируемых частиц, энергия которых выше порога дискриминатора; Ω_j — телесный угол детектора. Расчет величины ϵ_j осуществляли в предположении, что β -спектры описываются выражением [5]

$$N(W)dW \sim \sqrt{W^2 - 1}^{\dagger} W(W_{max} - W)^2 dW,$$

где W и W_{max} — полная энергия и полная максимальная энергия β-частиц в единицах энергии покоя электрона. Пренебрежение кулоновскими эффектами в выражении для β-спектра оправдано незначительной величиной Z и большими энергиями β-распадов исследуемых ядер. Соотношение ветвей распада для ⁹Li взято из работы /6/.

Случайные погрешности полученных таким образом сечений обусловливаются погрешностями величины N_i , которая определяется статистикой отсчетов около 1% для всех случаев, кроме ⁷ Li(t, α)⁶ He, где она достигает 30%], и аппаратурной нестабильностью, приводящей к разбросам менее 3%. Основными источниками систематической погрешности в абсолютных величинах сечений являются погрешности в значениях n_i , ϵ_j и Ω_j . Полную систематическую погрешность $\Delta \sigma$ (табл. 2) оценивали в предположении, что погрешности величин n_i , ϵ_j и Ω_j носят случайный характер.

· · · ·		· .	. J	аблица 2		
Систематические погрешности абсолютных сечений для исследованных реакций, %						
Реакция	∆n/n	∆ <i>€</i> /€	$\Delta\Omega/\Omega$	Δσ/σ		
⁵ Li(t,p) ⁸ Li	12,5	7	13	19		
⁷ Li(t,p) ⁹ Li	12,4	9	13	20		
⁷ Li(t,d) ⁸ Li	12,4	7	13	19		
~ ~			•			

В случае реакции 7 Li(t, α) ⁶Не возможна еще систематическая погрешность около 30%, обусювленная, как упоминалось выше, возможной /течкой ядер ⁶Не из мишени. Эта погрешность искажает как относительный ход функции возбужцения, так и абсолютные значения сечений.

Результаты измерения сечений образования радионуклидов ⁶He, ⁸Li и ⁹Li при взаимодействии тритонов с ⁷Li изображены на рис. 1. Для функций возбуждения каналов ⁷Li(t, α)⁶He и ⁷Li(t, p)⁹Li светлыми и черными кружками изо-

бражены результаты двух серий измерения. Для канала ⁷ Li(t, d)⁸ Li черными кружками обозначены данные, полученные по выходу β -частиц, а светлыми — по выходу запаздывающих α -частиц. Видно, что данные по запаздывающим α -частицам имеют большой разброс, обусловленный худшей статистикой отсчетов. Кроме того, наблюдается систематическое отклонение данных от результатов, полученных по выходу β -частиц, которое объясняется "тесной" геометрией α -детектора и, как следствие, изменением телесного угла из-за малых перемещений местоположения центра ионного пучка при изменении энергии.

Из рис. 1 видно, что полное сечение канала 7 Li(t, α)⁶Не во всем исследованном интервале энергий почти постоянно. Функция возбуждения канала 7 Li(t, d)⁸Li монотонно растет от порога до наибольшей энергии исследуемого диапазона, где сечение достигает величины 75 мб. Расчеты показывают, что наблюдаемая форма функции возбуждения определяется главным образом ходом проницаемости кулоновского барьера в выходном канале.



Рис. 1. Полные сечения образования ⁶Не, ⁸Li и ⁹Li при реакции ⁷Li + ³Н (верхняя часть — шкала энергий возбуждения составной системы ¹⁰Ве)

Функция возбуждения канала ⁷ Li(t, p)⁹Li имеет очень сложную структуру. После быстрого подъема от порога около 5,6 МэВ наблюдается резкий спад, обусловленный проявлением околопороговой аномалии вблизи порога в канале ⁹ Be*(T=3/2, E_x=14,4 МэВ) + n [7]. В интервале 6—7,5 МэВ функция возбуждения имеет платообразный характер, затем наблюдается широкий пик с максимумом при E_t = 8,4 МэВ, в котором сечение достигает 35 мб.

Полученная форма функции возбуждения до $E_t = 6$ МэВ находится в хорошем согласии с данными работ [1, 7]. Функция возбуждения выше $E_t = 6$ МэВ получена впервые. Важным свойством наблюдаемого пика при $E_t = 8,4$ МэВ является то, что в двух каналах реакции при указанной энергии тритонов никаких существенных особенностей в пределах экспериментальных погрешностей не обнаружено. Это обстоятельство позволяет утверждать, что наблюдаемая особенность — проявление уровня 10 Be* с T = 2. Отсутствие особенностей в других каналах объясняется запретом по изоспину. Действительно, этот пик удовлетворительно описывается (в предположении плавно меняющейся неинтерферирующей подложки) формулой Брайта— Вигнера для изолированного уровня с сечением в максимуме $\sigma_{max} \approx 10$ мб, полной шириной $\Gamma \approx 1$ МэВ и резонансной энергией 8,4 МэВ. Так как резонанс обязан состоянию с T = 2, существенный вклад в полную ширину Γ могут внести только разрешенные правилом отбора по изоспину каналы 9Li + р и ${}^9Be(T = 3/2)$ + n, т.е. $\Gamma \approx \Gamma_p + \Gamma_n + \Gamma_t$, причем парциальная ширина входного канала Γ_t должна быть существенно меньше Γ . Амплитудное значение резонансного сечения определяется выражением $\sigma_{max} = (4\pi/K^2)(g\Gamma_t\Gamma_p/\Gamma^2)$,где K — волновое число во входном канале; g = (2J + 1)/[2I + 1)(2S + 1)] — статистический фактор, определяемый спинами ядра-мишени I, налетающей частицы S и составного ядра J. Учитывая зеркальность каналов 9Li + р и ${}^9Be(T = 3/2)$ + n, ваумно предположить,что $\Gamma_p \approx \Gamma_n$. Из приведенных выше соотношений можно найти Γ_p , Γ_n и Γ_t для различных значений J. Результаты этого расчета приведены в табл.3. На основе оболочечно-модельных представлений неразумно предполагать, что спин нижних состояний с T = 2 ядра 10 Ве будет превышать 3, поэтому в расчетах авторы ограничились этим значением.

Парция рассчи значен	альные і ганные д ия Г _t	ширины, џля миним	Таблица З ального
, J	g	Г _t , кэВ	$\Gamma_p = \Gamma_n, \kappa B$
1 2 3	3/8 5/8 7/8	500 192 126	250 404 437

Как видно из табл. 3, величина Γ_t , соответствующая распаду составного ядра по запрещенному каналу, имеет очень большое значение, т.е. амплитуда резонанса слишком велика для того, чтобы быть возбужденной по запрещенному входному каналу. Это противоречие можно объяснить, если предположить, что такая большая амплитуда резонанса вызвана проявлением околопороговой аномалии, обусловленной порогом $E_{nop} = 9,348$ МэВ в канале ⁹Be* (T = 3/2, $E_x = 16,972$) + n, аналогично тому, как это происходит вблизи порога $E_{nop} = 5,654$ МэВ канала ⁹Be* (T = 3/2, $E_x = 14,4$) + n [7]. Корреляции в

положении порогов каналов ⁹Ве* (T = 3/2) + п и состояний ¹⁰Ве с T = 2 легко объяснить, если предположить, что структура этих состояний ядра ¹⁰Ве представляет собой ⁹Ве* в первом и втором возбужденных состояниях с T = 3/2 плюс экстранейтрон. Использование для описания наблюдаемой формы функции возбуждения формализма, развитого в работе [7], осложняется многоканальностью системы относительно каналов с T = 2. Кроме того, при энергии E_t = 7,25 МэВ открывается канал ⁹Li + P₁, сильная энергетическая зависимость парциальной ширины которого из-за кулоновского барьера осложняет описание [3].

На рис. 2 приведено полное сечение образования ⁸Li при реакции ⁶Li + ³H (функция от энергии тритонов). Сечение имеет максимум 47 мб при энергии $E_t = 4,3$ МэВ и монотонно спадает до 17 мб при 10 МэВ. Спад в сторону меньших от максимума энергий прекращается вблизи 2,5 МэВ, достигая 32 мб. Затем при 2,2 МэВ наблюдается резкий подъем сечения до 37 мб, который обусловлен, по-видимому, проявлением уровня ⁹Be c $E_x = 19,2 \pm \pm 0,05$ МэВ, обнаруженного ранее в том же канале распада реакции ⁷Li(d, p)⁸Li [1].



Рис. 2. Полные сечения образования ⁸Li при реакции ⁶Li + ³H

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Абрамович С.Н., Гужовский Б.Я., Звенигородский А.Г., Трусилло С.В. Изв. АН СССР. Сер. физ., 1973, т. 37, № 9, с. 1967–1970.
- 2. Гужовский Б.Я., Абрамович С.Н., Звенигородский А.Г. и др. Там же, 1980, т. 44, № 9, с. 1983–1988.
- Абрамович С.Н., Гужовский Б.Я., Протопопов В.Н. О влиянии свойств парциальных каналов распада на структуру функций возбуждения реакций ^{6,7}Li(1,2,3H,x): Тезисы докладов 32-го совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л.: Наука, 1982, с. 566.
- 4. Абрамович С.Н., Гужовский Б.Я., Звенигородский А.Г., Трусилло С.В. Прикладная ядерная спектроскопия, 1976, вып. 6, с. 256-262.
- 5. Роуз М.Э. Теория разрешенных β-переходов. Бета- и гамма-спектроскопия/Под ред. К. Зигбана. М.: Физматгиз, 1959.
- 6. Ajzenberg-Selove F. Nucl. Phys., 1979, v. A320, N 1, p. 1-224.
- 7. Абрамович С.Н., Базь А.И., Гужовский Б.Я. Ядерная физика, 1980, т. 32, вып. 2, с. 402.

Статья поступила в редакцию 3 июля 1984 г.

УДК 539.1.072:681.3

ВКЛЮЧЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ ВНУТРЕННЕЙ КОНВЕРСИИ В МАССИВ ДАННЫХ ЕНСДФ

А.Е. ИГНАТОЧКИН, Т.Д. ПОТАНИНА, Е.Н. ШУРШИКОВ

INCORPORATION OF INTERNAL CONVERSION COEFFICIENTS INTO THE ENSDF DATA SETS. A program for automatic incorporation of internal conversion coefficients into the ENSDF data sets was developed. This program is based on modern computer calculations of these quantities.

В связи с широким использованием достижений ядерной физики в прикладных целях возрастает потребность в оцененных ядерных данных по структуре конкретных ядер. Трудоемкость оценки и необходимость периодически повторять эту работу с учетом новых экспериментальных результатов потребовали международной кооперации, которая реализуется в настоящее время в рамках Международной сети кооперирующихся центров [1]. Для сопоставимости оценок потребовалось определить единый формат представления оцененных данных и, где это возможно, использовать единые приемы оценки. Для удобства использования данных и обмена ими применяются вычислительная техника и машиночитаемые носители.

Для представления данных по структуре ядра принят формат ЕНСДФ [2], дающий возможность записи многочисленных характеристик ядерных состояний и переходов между ними. Одной из таких характеристик является коэффициент внутренней конверсии (КВК), имеющий важное значение при оценке и интерпретации других характеристик распада. Для оцененного КВК принимают теоретическое значение, полученное на основе модельных расчетов. На практике оценку КВК можно разделить на два этапа: первый — выбор модели и построение на ее основе таблиц КВК для заданных зарядов ядра и некоторых значений энергии переходов, второй интерполяция табличных значений к энергии конкретного перехода.

В настоящее время опубликованы результаты работ по вычислению таблиц КВК на К., L- и М-оболочках [3-5] и работы [6], в которой оценивается влияние вклада более высоких оболочек на полный КВК. Особенности этих работ продолжают обсуждать [7], но при подготовке данных в формате ЕНСДФ обычно используется совокупность данных из работ [3, 6] с привлечением результатов работы [4] для ядер с зарядами, не включенными в расчет в работе [3]. Такие таблицы подготовлены на машиночитаемом носителе и распространяются в Международной сети кооперирующихся центров. Чтобы провести интерполяцию по этим таблицам, вместе с ними распространяют программу HSICC [8], обеспечивающую прием необходимых параметров непосредственно из обрабатываемого набора данных в формате ЕНСДФ и включение в этот набор результатов в соответствии с правилами формата.

К сожалению, программу HSICC нельзя использовать в Центре по данным о строении атомного ядра и ядерных реакциях Государственного комитета по использованию атомной энергии СССР (ЦАЯД), поскольку она предполагает наличие значительно большего объема оперативного запоминающего устройства и дисковой памяти, чем имеется в информационно-поисковой системе ЦАЯД на базе малой ЭВМ 1010Б. Кроме того, в ходе оценки часто возникает необходимость провести сопоставление данных из разных таблиц. Для выполнения оценок, проводимых в ЦАЯД в рамках Международной сети кооперирующихся центров, создана более компактная интерполирующая программа ENSICC, ориентированная на имеющееся техническое обеспечение и позволяющая пользоваться не только таблицами для программы HSICC, но и таблицами, опубликованными в работе [4], а при необходимости и другими аналогичными данными на машиночитаемом носителе. В программе ENSICC сохранены все возможности программы HSICC и учтены особенности малой ЭВМ 1010Б, что повышает быстродействие при выполнении данной работы. Выбор таблиц и обращение к обрабатываемому набору данных в формате ЕНСДФ проводится в диалоговом режиме с клавиатуры. Помимо набора данных с включенными в него КВК в результате работы программы ENSICC по заданию оператора можно получить распечатку дополнительной информации.

Рассмотрим работу программы ENSICC на конкретном примере. В табл. 1 приведен текст набора оцененных данных, описывающего фрагмент распада ядра ¹⁶⁶Но, в том виде, в каком он поступает на вход программы ENSICC. Согласно правилам формата EHCДФ [2], четвертая и пятая позиции каждой строки содержат химический символ ядра-продукта. По химическому символу, взятому из первой строки набора, программа определяет заряд ядра. Далее анализируются только строки, шестая—восьмая позиции которых содержат обозначения ' G', 'I G'

или '2 G', где символ' G' обозначает пробел. По указанным выше правилам, первые два обозначения эквивалентны друг другу и служат для идентификации так называемых G-строк, содержащих основную информацию о γ -переходах. В частности, к такой информации относятся энергия перехода в килоэлектронвольтах (которая представлена в поле, расположенном от 10-й до 19-й позиции строки) и мультипольность перехода либо смесь двух мультипольностей (записываемая в позициях 32-41). Если указана смесь, то в поле позиций 42-49 присутствует оцененное по экспериментам значение параметра смещивания, а в поле от 50-й до 55-й позиции — неопределенность этого значения (возможно, несимметричная). Перечисленные характеристики принимаются программой ENSICC в качестве входных параметров перехода, если поле мультипольности содержит информацию.

~		5. S.	-			Таблица 1
Фрагмент набора данных в	формате ЕНСДФ), 	- * ENGIOC			
описывающего р-распад. +	ооно, до его оора	юогки программ	ON ENSICE	.8		
166ED 14400 8-	DECAY (12)				TENDE	77.0°00
166ER N 0 73	5	UU 17		1997 - 1997 -	1. DAUS	110000
166H0 P 5	2(7-)		1.20F3 Y	18	1856.5	4.4
166ER L 0.0	0+		STABLE	•••		47.
166ER L 80.574	82+		1.87 NS	3		
166ER G 80,574	812,5	6E2				C
166ER L 264,98	24+		118 PS	5		· · · ·
166ER G 184,407	1573,2	37E2		•	•	CC.
166ER L 545,44	36+	1. 		•		
166ER G 280,456	2029,8	1582				CC
166ER L 859,38	23+			•		
166ER G 594,37	30,70	4E2+M1	*8	+15=3		·
166ER G 778,82	43,30	171F E2		· · · ·		¢
166ER L 911,18	48+					
166ER G 365,739	252,52	13E2	• •			Ç,
106ER L 956.20	24+					
166ER G 691.21	51,53	8E2+M1	3,3	+30=12		
166ER G 875,64	50,79	6		1 - E - E - E - E - E - E - E - E - E -	· · · ·	

Входные параметры группируются в пакеты, охватывающие не более 100 переходов. Данные для переходов из одного пакета обрабатываются параллельно. Однако один набор данных в формате ЕНСДФ может дать начало нескольким последовательно обрабатываемым пакетам, поэтому число рассматриваемых строк в наборе практически неограниченно. При вычислениях, как и в программе HSICC, используется метод сплайн-интерполяции. В табл. 2 приводится текст того же, что и в табл. 1, набора данных после его обработки программой ENSICC. Видно, что в G-строках, обработанных программой, в поля от 56-й до 62-й позиции введено значение коэффициента конверсии. Если в G-строке задана смесь, то наряду со значением КВК в позициях 64 и 65 может быть дана неопределенность КВК, обусловленная неопределенностью в параметре смешивания мультипольностей. Там, где неопределенность не приводится, она не выходит за пределы точности таблиц, оцениваемой величинами 3%.

В строках, идентифицируемых отмеченным выше обозначением '2 G', приводится информация о КВК на оболочках, для которых она известна. В этих строках единицы информации определяются идентификаторами КС, LC, MC и N+ для К-, L-, М- и более высоких оболочек соответственно, за которыми стоят значения коэффициентов. Как и для полных КВК, в '2 G'строках могут быть указаны неопределенности. Однако в данном случае неопределенность отделяется от значения по крайней мере одним пробелом. Данные для КВК на разных оболочках отделяются друг от друга знаком доллара.

Если поле КВК в G-строке с известной мультипольностью перед обработкой содержало информацию, то прежнее значение теряется так же, как и прежняя информация из '2 ப G'-строк. При неизвестной мультипольности перехода новые значения не вычисляются, но старые значения, если они присутствовали, будут сохранены.

Как отмечалось, по желанию оператора программа может распечатать дополнительную информацию. Пример такой распечатки, содержащей детальные сведения о формировании подчеркнутых в табл. 2 строк, приведен в табл. 3. Подобная информация выводится для всех обраба-

					Таблица 2
÷	Фрагмент набора данных в формате ЕНСДФ после обработки программой ENSICC				
	166ER 166HO B- DECAY (1200 Y)			75ND8	840626
	166H0 P 5 2(7+)	1,20E3 Y	18	1856.5	14
	166ER L 80,574 82+	1.87 NS	3	· · · ·	•
•	166ER G 80,574 812,5 6E2 166ER2 G KC= 1,71 \$LC= 3,95	\$MC= 0,96	\$N+= 0,262	\$	C
	166ER L 264.98 24+ 166ER G 184.407 1573.2 37E2	118 PS	5 0,334		CC
•	166ER2 G KC= 0,207 \$LC= 0,097 166ER L 545.44 36+	MC = 0,0231	\$N+=0,00639	\$	
	166ER G 280,456 2029,8 15E2 166ER2 G KC= 0.0615 \$1C= 0.0185	\$MC=0.00432	0,085 \$N+=0.00118	S	CC
	166ER L 859,38 23+ 166EP G 59/ 37 30 70 //F2+N	44 • • • •	+15=3 0.0110	•	
	166ER2 G KC= 0,0088 \$LC=0,00160	S.			· · · ·
	166ER2 G KC=0,00473 \$LC= 779E=6	\$			
	166ER L 911,18 48+ 166ER G 365,739 252,52 13E2		0.0387		C
	166ER2 G KC= 0,0294 \$LC=0.00715 166ER L 956.20 24+	\$MC=9.00165	\$N+= 446E=6	\$	
	166ER G 691,21 51.53 8E2+M 166ER2 G KC= 0.0067 7\$LC=0.00113	11 3,3 8\$	+30+12 0,0082	8	· ·
	166ER G 875,64 50,79 6				

	EI		E2	E3			E4		E5	
		• • • • • • • •	* * * * *		• • •	***		• •	*****	
к	2,39E+03	6,	15E-03	1.43E	-02	3.1	9E=0	2	ABSENT	
	2.916-04	7.	775-04	1 94F	-03	4.7	9F-0	z	ARSENT	
12	1.825-05	1	905	1 17E	-03	5 1	26-03	, L	ARSENT	
13	1.78F=05	8.	865-05	3.555	-04	1.2	7F=0	, .	ARSENT	
	3.275-04	1.	065-03	3.47E	#03	1	2F = 02		ARSENT	
KZL	7.30E+00	5.	83E+00	4.12E	+00	2.8	5E+0	5	ABSENT	
K+1,33L	2.82E+03	7.	55E-03	1,89E	-02	4.0	8E=0	2	ABSENT	
M1		ENERGY	OUTSIDE	TABLE	RANGE	FOR	THIS	SHELL	* . 	
<u>5M</u>	•	ENERGY	OUTSIDE	TABLE	RANGE	FOR	THIS	SHELL	· .	
M3		ENERGY	OUTSIDE	TABLE	RANGE	FOR	THIS	SHELL	· ·	
M4		ENERGY	OUTSIDE	TABLE	RANGE	FOR	THIS	SHELL		
M5		ENERGY	OUTSIDE	TABLE	RANGE	FOR	THIS	SHELL	· *	
+0+ FROM Ragodn	ABSENT	A	BSENT	ABSE	NT	AE	SENT		ABSENT	
FOR MULTI	POLE: E2+	M1 .	MTX R	AT. 3.3	、 ·	+30=1	2:			
	VELI ECI	с т .	UTV, C		· · · ·					
	100	IC	C+DICC	10C-D	ICC					
		•	****						•	•
ĸ	6,75E-03	6,	32E-03	7,46E	-03			**************************************		
- L1	8.60E-04	8.	01E=04	9.60E	- 04			7	•	•
LŽ	1.83E-04	1.	88E-04	1.75E	-04	1997 - N. 1	•			
L3	8.25E-05	8.	68E-05	7.53E	-05				*	4 - ¹
OTAL+L	1.13E=03	1.	0.8E-03	1.21E	-03					1
K/L	5.99E+00	5,	88E+00	6.17E	+00			•		
K+1,33L	8,24E-03	7,	76E-03	9.07E	+03					
M1	ABSENT		RSFNT	ABSE	NT					
MZ	ABSENT	A	BSENT	ABSE	NT			 		
M3	ABSENT	A	BSENT	ABSE	NT				·	
M4	ABSENT	A	BSENT	ABSE	NT		• •			
M5	ABSENT	A	BSENT	ABSE	NT		•			
OTAL-M	ABSENT	- A:	BSENT	ABSE	NT			•		
M/L	ABSENT	A	BSENT	ABSE	NT	· . · .				
+L+1,33M	ABSENT	2 y A)	BSENT	ABSE	NT					-
+0+ FRAM	ABSENT	A 1	BSENT	ARSE	NT			\mathbf{x}_{1}^{+}		
RAGOUN					• • •				×.,	
+L+M+NO+	ABSENT	· · A	BSENT	ABSE	NT			алт 1		
· · ·	•									
										_

22

<u>,</u> ...

Таблица З

M1	M2	M3	M4	M5
 	*****			*****
1,33E+02	3,60E=02	8,12E=02	1,77E-01	ABSENT
1,77E=03	5,19E=03	1.27E+02	3,05E-02	ABSENT
1.12E=04	4.96E=04	1.75E+03	5.64E+03	ABSENT
1,64E=05	1.07E=04	8,49E-04	4.62E-03	ABSENT
1.90Ê=03	5.79E=03	1.53E-02	4.08E+02	ABSÊNT
6,99E+00	6.22E+00	5.30E+00	4.35E+00	ABSENT
1,58E-02	4.37E-02	1.02E=01	2,31E-01	ABSENT
EN	ERGY OUTSID	E TABLE RANGE	FOR THIS S	HELL
EN	ERGY OUTSID	E TABLE RANGE	FOR THIS S	HELL
EN	ERGY DUTSID	E TABLE RANGE	FOR THIS S	HELL
FN	FRGY DUTSTO	E TABLE RANGE	FOR THIS S	HELL
, EN	ERGY OUTSID	E TABLE RANGE	FOR THIS S	HELL
ABSENT	ABSENT	ABSENT	ABSENT	ABSENT

222

Ξ

= = =

тываемых переходов непосредственно перед G-строкой, к которой она относится, в полном тексте набора. Нижняя часть табл. 3 формируется только в случае смеси мультипольностей при заданном параметре смешивания. Видно, что для каждой энергии перехода и всех мультиполей вычисляются коэффициенты конверсии на всех подоболочках и оболочках, для которых это допускается таблицами; отношения коэффициентов конверсии на К- и L-оболочках, М- и L-оболочках; различные оценки для полного КВК. При задании смеси мультипольностей те же характеристики вычисляются для среднего параметра смешивания и граничных значений при заданной неопределенности.

Созданная программа используется при подготовке данных для международного файла ЕНСДФ в ЦАЯД.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Conclusions and recommendations: First meeting of the International working group on nuclear structure and radiation data (IWGNSRD), Vienna, 13-17 March 1972/Ed. L. Hjärne: INDC(NDS)-46/U + W. Vienna, 1972, p. 1-61.
 Tuli J.K. Evaluated nuclear structure data file. A manual for preparation of data sets: BNL-NDS-51655, 1983,
- p. 1-27.
- 3. Hager R.S., Seltzer E.C. Nucl. Data, 1968, v. A4, p. 1-235.
- Банд И.М., Тржасковская М.Б. Таблицы коэффициентов внутренней конверсии гамма-лучей на К-, L- и М-оболочках,10 ≤ Z ≤ 104. (Материалы по математическому обеспечению). Л.: ЛИЯФ, 1978, с. 1–180.
- 5. Rösel F., Fries H., Alder K., Pauli H.C. Atomic Data and Nuclear Data Tables, 1978, v. 21, p. 91–92.
- 6. Dragoun O., Plajner Z., Shmutzler F. Ibid., 1971, v. A9, p. 119.
- 7. IAEA advisory group meeting on nuclear structure and decay data. Zeist, Netherlands, 11-14 May 1982: Summary report/Ed. by A. Lorenz: INDC(NDS)-133/NE. Vienna, 1982, p. 31.
- 8. Barton B.J., Tuli J.K. Physics analysis programs for nuclear structure evaluation: BNL-NCS-23375/R, 1977, p. 6-9.

Статья поступила в редакцию 24 октября 1984 г.

НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

УДК 539.173.4

УГЛОВАЯ АНИЗОТРОПИЯ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ ²³⁵U НЕЙТРОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ 0,014—7,15 МэВ

х.д. АНДРОСЕНКО, Г.Г. КОРОЛЕВ, Д.Л. ШПАК

ANGULAR ANISOTROPY OF FISSION FRAGMENTS OF 235 U BY NEUTRONS WITH ENERGY 0,014-7,15 MeV. The angular anisotropy of the fission fragments of 235 U was studied using the glass detectores. The measurements were performed in the neutron energy range 0,014-7,15 MeV. The angular distribution was fitted by cos Θ quadratic dependence. The results was compared with the data of the other authors.

Информация об угловой анизотропии осколков деления $A = W(0^{O})/W(90^{O})-1$ представляет значительный интерес при экспериментальном изучении сечений деления. Она необходима для оценки и внесения существенных поправок в измерение сечения деления в зависимости от угла вылета осколков деления относительно направления потока нейтронов, вызывающих деление. Кроме того, энергетическая зависимость коэффициента угловой анизотропии осколков деления от энергии возбуждения является важной характеристикой для изучения квантовых состояний, существующих в седловой точке делящихся ядер. Для изучения сечений деления путем измерения коэффициента угловой анизотропии используют ²³⁵U. На практике экспериментально измеряют не абсолютные значения сечений деления для каждого делящегося элемента, а их относительный ход к выбранному стандарту (в международной практике это ²³⁵U).

В настоящее время в литературе имеется немало работ, посвященных экспериментальному изучению угловых распределений осколков деления ²³⁵U нейтронами в диапазоне энергий 0-24 МэВ [1-13]. Несмотря на сравнительно хорошую точность отдельных измерений, расхождения результатов разных авторов значительны. Особое внимание следует обратить на существенные различия имеющихся данных в низкоэнергетической области.

Обзор [1] — первая попытка рассмотреть состояние полученной информации об угловой анизотропии осколков деления ²³⁵U. Эта работа выполнена на основе тщательного изучения данных, опубликованных в разное время. Кроме того, в нее включены некоторые последние, еще не опубликованные материалы и обращается внимание на расхождение результатов работ [11, 13], выполненных в последнее время для нейтронов с энергиями 0,3 и 0,7—1,9 МэВ соответственно. Окончательный результат работы [1] — получение расчетной угловой анизотропии осколков деления в диапазоне энергий нейтронов до 11 МэВ по статистической теории /14, 15].

В настоящей работе детально изучены угловые распределения осколков деления для ядра 235 U в области энергий нейтронов 0—7,15 МэВ. Измерения проводили на каскадном генераторе КГ-2,5 и ускорителе ЭГ-1 с использованием реакций T(p, n) и D(d, n) на твердых мишенях. В качестве детекторов осколков деления использовали цилиндрические стекла. Экспериментальное устройство представляло собой одну из модификаций многоуглового 4 π -детектора [16]. При изучении детальной зависимости угловых распределений осколков деления для достаточно большого числа углов (около 10) и изучавшихся в данной работе ядер существенным является соблюдение заданной геометрии и особенно идентичности расположения стекол и делящихся веществом на время измерений неподвижно закрепляли в специальной тонкостенной кассете, поэтому сменные стеклянные детекторы могли занимать относительно этой кассеты (а следовательно, и слоя) лишь строго определенное во всех сериях облучения положение.

Экспериментальное устройство позволило использовать одновременно несколько кассет, зафиксированных под заданными углами относительно пучка ускоряемых частиц. Это дало возможность получить дублированную информацию об угловых распределениях осколков деления для трех изотопов под углом 15° к пучку ускоряемых частиц и для четырех изотопов под углом 155°.

В данной работе приведены результаты измерений распределений под углом 155° к пучку ускоряемых протонов осколков деления 235 U в областях энергий нейтронов до 0,740 МэВ при облучении 235 U совместно с 233 U и 242 Pu, а также под углом 15° к пучку ускоряемых протонов и дейтронов в областях энергий 0,48—7,15 МэВ при облучении 235 U совместно с 236 U и 236 U и 238 U (шаг в низкоэнергетической области 10—100 кэВ, энергетическое разрешение 10—30 кэВ).

В эксперименте использовали мишени из 99,9% ²³⁵U в виде оксидных слоев на тонких алюминиевых подложках прямоугольной формы длиной 8 мм, шириной 9 мм, вырезанных из слоев значительно бо́льших размеров. Неоднородность слоев оценена приблизительно в 5%. В результате прямых измерений после оценки и учета вклада в деление от рассеянных в конструкциях экспериментального устройства нейтронов вводили поправки на фон экспериментального зала (примерно 2%) и фон реакции (p, n) на конструктивных материалах мишенедержателя. В эксперименте установлено, что реакция (p, n) существенна в области 2,1—3 МэВ, т.е. когда фоновые нейтроны (около 4%) имеют энергию до 0,7 МэВ.

Особое внимание обращали на нейтронный фон реакции D(d, n), обусловленный дейтронами, попавшими в молибденовую подложку нейтронной мишени. Для этого использовали шаблоны, идентичные нейтронной мишени без дейтерия. При получении угловых распределений осколков деления вводили также поправки на неравномерность распределения потока нейтронов по площади слоя (примерно 1%) и поправку, обусловленную геометрическими факторами и неравномерностью слоя.

Экспериментальные угловые распределения с учетом углового разрешения и движения центра масс обрабатывали по методу наименьших квадратов для отыскания коэффициента угловой анизотропии в предположении, что $W(\Theta)/W(90^\circ) = Q_0 + Q_2 \cos^2 \Theta + Q_4 \cos^4 \Theta$ (см. рисунок). Из рисунка видно, что результаты настоящего эксперимента имеют сравнительно хорошее согласие с данными других авторов в области энергий нейтронов 0,2–0,7 МэВ и более 1,9 МэВ. Некоторое уменьшение в настоящем эксперименте отрицательной угловой анизотропии при энергии 0,06–0,08 МэВ приблизительно до -0,1 может быть объяснено более тщательными измерениями в этой области и уменьшением количества конструктивных материалов на головке

мишенедержателя в 4—5 раз по сравнению с ранее выполненными работами [6, 7]. В области энергий нейтронов 0,7—1,5 МэВ наблюдается существенное расхождение результатов измерений настоящего эксперимента с данными других работ [7, 10, 11, 13]. Наибольшее расхождение наблюдается в работах [7, 10], которые выполнены ранее. Результаты двух наиболее поздних работ [11, 13] в этой области энергий нейтронов существенно ближе к данным настоящего эксперимента. Более детальный анализ полученных результатов по форме угловых распределений осколков деления и энергетической зависимости угловой анизотропии выходит за рамки настоящего эксперимента.



[137; — настоящей

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Kapoor. Technical Reports Series Nb. 227, 1982 INDC/NEANDC Nuclear standards file. Vienna, 1983.
- 2. Brolley J.E., Dickinson W.C., Henkel R.L. Phys. Rev., 1954, v. 94, p. 640; Ibid, 1955, v. 99(1), p. 159.
- 3. Протопопов А.М., Эйсмонт В.П. ЖЭТФ, 1958, т. 7, с. 173.
- 4. Simmons J.E., Henkel R.L. Phys. Rev., 1960, v. 120(1), p. 198.
- 5. Leachman R.B., Blumberg. Phys. Rev., 1965, v. 137(48), p. B814.
- 6. Нестеров В.Г., Смиренкин Г.Н., Шпак Д.Л. Ядерная физика, 1967, т. 4(5), с. 713.
- 7. Смиренкин Г.Н., Шпак Д.Л., Остапенко Ю.Б., Фурсов Б.И. Письма в ЖЭТФ, 1970, т. 11, с. 333.
- 8. Hsue S.T., Knoll G.F., Meadows J. Nucl. Sci. and Engng, 1978, v. 66, p. 24.
- 9. Chaudhuri, Natarajan V., Sampathkumar R. e.a. Nucl. Tracks, 1979, v. 3, p. 69.
- 10. Ahmand S., Islam M.M., Khan A.H. e.a. Nucl. Sci. and Engng, 1979, v. 71, p. 208.
- 11. Musgrove A.R., Boldeman J.W., Cook J.L. e.a. J. Phys., G(London) Nucl. Phys., 1981, v. 7, p. 549.
- 12. Андросенко Х.Д., Королев Г.Г., Шпак Д.Л. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1982, вып. 2 (46), с. 9.
- 13. Meadows J.M., Budtz-Jorgensen C. In: [1].
- 14. Halpern I., Strutinsky V.M. Proc. 2-nd Intern. conf. on peaceful uses of atomic energy. New-York, 1958, v. 15, p. 408.
- 15. Kappor S.S., Iyengar K.N., Nadkarni D.M., Ramamurthy V.S. Contributed paper to Intern. conf. on nuclear data for science and technology. Antwerp, 1982.
- 16. Шпак Д.Л., Смиренкин Г.Н. Ядерная физика, 1976, т. 21, с. 704.

Статья поступила в редакцию 7 февраля 1985 г.

УДК 539.173

СРЕДНЯЯ КИНЕТИЧЕСКАЯ ЭНЕРГИЯ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР

В.Г. ВОРОБЬЕВА, Б.Д. КУЗЬМИНОВ

THE AVERAGE KINETIC ENERGY OF FISSION FRAGMENTS. Analysis of experimental data on the mean kinetic energy of fragments at fixed nucleonic structure and excitation energy of the fissible nuclei was carried out. Numerical data were brought to the single standard.

К настоящему времени накопилось достаточное число экспериментальных данных о кинетических энергиях осколков деления ядер (спонтанном делении, делении тепловыми и быстрыми нейтронами, заряженными частицами и фотоделении). Данный материал — дополнение к ранее опубликованным работам [1, 2]. Во всех рассмотренных работах регистрация осколков деления проводилась полупроводниковыми детекторами, кроме работы [3], в которой для этой цели использовали ионизационную камеру.

Бо́льшая часть результатов по кинетическим энергиям осколков получена в измерениях с использованием для калибровки энергетической шкалы осколков либо спонтанного деления 252 Cf, либо деления 235 U тепловыми нейтронами. Учитывая удобство работы с калифорниевыми мишенями, а также тот факт, что нейтроны спонтанного деления 252 Cf служат для стандартизации измерений среднего числа нейтронов и спектров нейтронов деления, авторы выбрали значение кинетической энергии осколков при спонтанном деления 252 Cf для стандартизации информации о средних кинетических энергиях осколков деления различных ядер: $\overline{E}_{\rm K}$ (252 Cf)₂ = (186,3±1,0) МэВ [1,2]. В качестве дополнительного стандарта принята средняя кинетическая энергия осколков при делении 235 U тепловыми нейтронами: $\overline{E}_{\rm K}$ (235 U) = (172,2±0,4) МэВ. При делении ядер 233 U, 239 Pu и 241 Pu тепловыми нейтронами рекомендованные значения средней кинетической энергии осколков составляют (171,5±0,3), (178,6±0,9) и (179,0±0,6) МэВ соответственно [1, 2]. В табл.1—8 приводятся результаты измерений кинетических энергий осколков деления различными способами [3–37]. Данные всех авторов приведены к единому стандарту.

9,41±0,30 [4] ,10±0,20 [5] ,96±0,20 [6] .83+0.09 [7]
,10±0,20 [5] ,96±0,20 [6] .83+0.09 [7]
,96±0,20 [6] .83+0.09 [7]
.83+0.09 /77
,80±1,0 [7]
,96±0,30 [8]
,50±1,0 [9]
,36 [10]
,41±1,2 /107
,2 /11/
,41±1,3 /127
,9±1,0 /13]
,6±0,9 [14]
,4±3,0 [14]
.86±1,4 /15/
,16±6,0 /167
[17]
.56±4 /187
.66+4 —
98

160. Значение Е_к для калибровочных реакций — в [19].

Кроме работ с цифровыми данными существуют экспериментальные работы, в которых результаты представлены в виде графиков [38—40].

· · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	-	1	
Деляще- еся ядро	Е _к измеренная, МэВ	Приведено к единому стан- дарту	Литера тура
229 _{Th}	162, 4±0,5	162,7±0,5	[20]
231_{Pa}	$164,8\pm0,5$	1'65,1±0,5	[21]
232_{U}	$169,0\pm0,5$	169,3±0,5	[22]
233 _U	$170,6\pm0,5$	170,9±0,5	[22]
235U	171,0±0,5	170,3±0,5	[22]
235 U	171,4±0,2	171,7±0,2	[23]
237Np	170,7 <u>+</u> 0,7	171,0±0,7	[23]
237_{Np}	174,7±0,6	175,0±0,6	[24]
238 _{Pu}	177,8±0,5	178,1±0,5	[25]
239 _{Pu}	178,0±0,5	178,3±0,5	[25]
²³⁹ Pu	175,57	178,73	[4]
²³⁹ Pu	176,0±0,5	176,3±0,5	[26]
239 Pu	178,1±0,10*	178,4±0,10	[5]
$241 \mathrm{Pu}$	177.5 ± 0.5	178,4±0,5	/277
241Pu	$176,3\pm0,5$	176,6±0,5	/25]
241Pu	176,56±0,07	$177,46\pm0,07$	[28]
241Pu	176,93±0,06	176,73±0,06	[6]
²⁴¹ Am	179,7±0,4	$180,0\pm0,4$	[29]
243_{Am}	177,2±0,6	177,5±0,6	/297

		Табл	пица З			T	аблица 4
Средняя при делен	кинетическая эне ин ²³² Th нейтр	ергия осколков онами	• • • •	Средняя кинет при делении ²	ическая энергия с ³⁵ U нейтронами	сколков	
Е _п , МэВ	Ē _к измеренная, МэВ	Приведено к единому стан- дарту	Лите- рату- ра	Е _п , МэВ	∆Ё _к * измерен- ная, МэВ	Приведено к еди- ному стандарту	Литера- тура
$\begin{array}{c} 1,35\pm0,02\\ 1,43\pm0,02\\ 1,60\pm0,02\\ 1,60\pm0,02\\ 1,72\pm0,02\\ 1,77\pm0,02\\ 1,77\pm0,02\\ 1,77\pm0,02\\ 2,20\pm0,02\\ 2,20\pm0,02\\ 2,20\pm0,02\\ 2,20\pm0,02\\ 2,40\pm0,02\\ 2,96\pm0,02\\ 4,20\pm0,11\\ 5,30\pm0,11\\ 1,6\pm0,13\\ 3,1\pm0,15\\ 5,2\pm0,25\\ 1,32\\ 1,37\\ 1,42\\ 1,47\\ 1,52\\ 1,50\\ 1,5$	$\begin{array}{c} 163,28\pm0,13\\ 163,31\pm0,11\\ 163,22\pm0,07\\ 163,61\pm0,07\\ 163,66\pm0,07\\ 163,63\pm0,08\\ 163,27\pm0,07\\ 163,49\pm0,07\\ 163,49\pm0,07\\ 163,49\pm0,07\\ 163,49\pm0,07\\ 164,03\pm0,05\\ 164,03\pm0,06\\ 164,63\pm0,10\\ 164,63\pm0,10\\ 164,87\pm0,06\\ 158,86\pm0,08\\ 161,03\pm0,08\\ 161,03\pm0,08\\ 161,03\pm0,08\\ 161,03\pm0,08\\ 161,03\pm0,08\\ 161,03\pm0,08\\ 161,03\pm0,08\\ 162,50\pm0,10\\ 162,52\pm0,10\\ 162,50\pm0,10\\ 162,53\pm0,10\\ 162,55,10,10\\ 162,55,10,10\\ 162,55,10,10\\ 162,55,10,10\\ 162,55,10,10\\ 162,55,10,10\\ 162,5$	xapry 163,58±0,13 163,61±0,11 163,52±0,07 163,91±0,07 163,93±0,08 163,57±0,07 163,68±0,06 164,39±0,05 164,49±0,06 164,93±0,10 165,17±0,06 162,02±0,08 164,19±0,08 166,64±0,10 162,25±0,13 162,82±0,10 162,76±0,10 162,83±0,10 162,83±0,10 162,83±0,10 162,83±0,10 162,83±0,10 162,83±0,10 162,83±0,10	pa [30] [31]	$\overline{),179\pm0,024*^2} \\ 0,298\pm0,024 \\ 0,467\pm0,022 \\ 0,598\pm0,021 \\ 0,748\pm0,020 \\ 1,046\pm0,020 \\ 1,046\pm0,020 \\ 1,108\pm0,020 \\ 1,459\pm0,034 \\ 1,992\pm0,030 \\ 2,491\pm0,028 \\ 2,990\pm0,026 \\ 3,254\pm0,047 \\ 3,490\pm0,024 \\ 3,760\pm0,044 \\ 3,964\pm0,024 \\ 4,274\pm0,041 \\ 4,514\pm0,040 \\ 5,19\pm0,14 \\ 5,48\pm0,13 \\ 5,76\pm0,11 \\ 6,04\pm0,10 \\ 6,31\pm0,09 \\ 6,58\pm0,08 \\ 6,84\pm0,08 \\ \end{bmatrix}$	$\begin{array}{c} 0,269\pm 0,200*3\\ 0,073\pm 0,200\\ -0,053\pm 0,200\\ 0,357\pm 0,199\\ 0,326\pm 0,200\\ 0,134\pm 0,197\\ 0,128\pm 0,200\\ 0,267\pm 0,143\\ 0,202\pm 0,141\\ 0,042\pm 0,146\\ 0,039\pm 0,178\\ 0,026\pm 0,219\\ 0,160\pm 0,178\\ -0,034\pm 0,221\\ 0,017\pm 0,178\\ -0,020\pm 0,221\\ -0,432\pm 0,221\\ -0,432\pm 0,221\\ -0,432\pm 0,221\\ -0,469\pm 0,264\\ -0,644\pm 0,256\\ -1,045\pm 0,241\\ -0,833\pm 0,256\\ -1,012\pm 0,245\\ \end{array}$	$\begin{array}{c} 172,469\pm0,200\\ 172,273\pm0,200\\ 172,147\pm0,200\\ 172,557\pm0,199\\ 172,526\pm0,200\\ 172,534\pm0,197\\ 172,684\pm0,197\\ 172,684\pm0,197\\ 172,28\pm0,200\\ 172,467\pm0,143\\ 172,401\pm0,141\\ 172,242\pm0,146\\ 172,239\pm0,178\\ 172,226\pm0,219\\ 172,360\pm0,178\\ 172,216\pm0,221\\ 172,217\pm0,178\\ 172,180\pm0,221\\ 171,768\pm0,221\\ 171,768\pm0,221\\ 171,756\pm0,256\\ 171,155\pm0,240\\ 171,625\pm0,241\\ 171,367\pm0,256\\ 171,188\pm0,245\\ \end{array}$	[3]
1,65 1,70 1,76 1,86 1,90 1,96 2,04 2,14 2,18 2,24 2,45 2,59 2,74 3,14 3,54 5,78	162,90 \pm 0,10 162,93 \pm 0,10 162,93 \pm 0,10 162,90 \pm 0,10 162,78 \pm 0,10 162,79 \pm 0,10 162,92 \pm 0,10 162,59 \pm 0,10 162,59 \pm 0,13 162,96 \pm 0,10 163,75 \pm 0,13 163,47 \pm 0,15 163,77 \pm 0,15 164,19 \pm 0,14 164,49 \pm 0,18	163,20±0,10 163,23±0,10 163,20±0,10 163,09±0,10 163,09±0,10 163,22±0,10 162,89±0,10 162,89±0,10 162,89±0,13 163,26±0,10 163,78±0,10 164,05±0,13 163,77±0,15 164,07±0,15 164,49±0,14 164,79±0,18	[32]	7,10±0,08 7,36±0,08 7,61±0,08 7,86±0,07 8,12±0,07 8,36±0,07 8,58±0,07 8,58±0,07 8,58±0,07 0,50±0,08 5,55±0,25 * $\Delta \bar{E}_{K} = \bar{E}_{K}$ =170,0 МэВ. *2 Разрешени *3 Статистич -*4 В работе измерением ди энергий. оскол	$-0,663\pm0,231$ $-1,363\pm0,228$ $-0,756\pm0,216$ $-0,925\pm0,218$ $-0,515\pm0,207$ $-0,930\pm0,204$ $-0,695\pm0,202$ $-0,707\pm0,192$ $170,40\pm0,15$ $(170,35\pm0,05)$ $169,55\pm0,22$ $(169,42\pm0,07)$ - (E_n) — E_n (тенил. не (ширина на полекая оплибка. [33] измерения праух скоростей оскатиков. В скобках пий, полученные из	171,537±0,231 170,837±0,228 171,444±0,216 171,275±0,218 171,685±0,207 171,270±0,204 171,505±0,202 171,493±0,192 172,2±0,15 (172,15±0,05) 171,35±0,22 (171,22±0,07))), где E_n (тепл.) ⁼ пувысоте).	(33]*4 тодами : м двух кинети- іарных

Таблица 5

Средняя кинетическая энергия осколков при делении ²³⁶U нейтронами [32]

Е _п , МэВ Е _к измеренна МэВ		Приведено к еди- ному стандарту
0.61	179 24-0 20	179 64+0 90
0,01	172,0410,20	$172,04\pm0,20$ 179,75±0,10
0,12	172,4010,10	179.20.019
0,02	$172,09\pm0,12$ $172,00\pm0,10$	$172,39\pm0,12$ $179,20\pm0,10$
1.04	$172,00\pm0,10$ $172,18\pm0,10$	$172,30\pm0,10$
1,04	170 52:0 10	$172,40\pm0,10$
1,14	$172,55\pm0,10$	172,03±0,10
1,00	172,00±0,10	172,00±0,10
1,00	$172,44\pm0,10$	$1/2, 14\pm0, 10$
1,75	$172,38\pm0,10$	172,68±0,10
1,95	172,44±0,10	$172,74\pm0,10$
2,16	172,18±0,10	$172,48\pm0,10$
2,36	$172,81\pm0,10$	$173,11\pm0,10$
2,54	172,20 <u>+</u> 0,10	$172,50\pm0,10$
2,75	$172,04\pm0,10$	$172,34\pm0,10$
2,96	172,06±0,10	$172,36\pm0,10$
3,16	172,14 <u>+</u> 0,10	$172,44\pm0,10$
3,34	$172,20\pm0,10$	172,50±0,10
3,54	171,95±0,10	$172,25\pm0,10$
3,60	$172,00\pm0,10$	$172,30\pm0,10$
3,98	172,02 <u>+</u> 0,10	172,32±0,10
4,46	171,84±0,10	$172,14\pm0,10$
4,80	171,79±0,10	$172,09\pm0,10$
5,12	171,90±0,10	172,20±0,10
		the second se

Е _n , эВ	Е _к измеренная, МэВ	Приведено к еди ному стандарту
7,82	178,13±0,07*	177,93±0,07
10,93	178,00±0,07	177,80±0,07
11,89	178,06±0,13	177,86±0,13
14,31	178,06±0,09	177,86±0,09
15,46	178,01±0,18	177,81±0,18
17,66	178,10±0,13	177,90±0,13
26,24	177,93±0,15	177,73±0,15
32,31	178,21±0,26	178,01±0,26
$41,5*^2$	177,97±0,10	177,77±0,10
47,6	177,79±0,21	177,59±0,21
50,0* ²	178,06±0,13	177,86±0,13
57,44	178,02±0,14	177,82±0,14
59,22	178,00±0,19	177,80±0,19
66*2	178,04±0,10	177,84±0,10
75*2	177,99±0,12	177,79±0,12
85*3	178,26±0,12	178,06±0,12

Таблица 6

^{*2} Недостаточное разделение резонансов. ^{*3} Статистическая ошибка и недостаточное разделение резонансов.

Средняя	кинетиче	ская энергия оскол	ков при делении яд	ер заряженными част	нцами	аблица 7
Ядро- мишень	Частица	Энергия частиц, МэВ	Ё _к измеренная, МэВ	Принятый стандарт Ē _к (²⁵² Cf)	Приведено к еди- ному стандарту	Литера- тура
248 _{Cm} 258 _{Fm} 259 _{Fm} 233 _U 250 _{Cf}	18 _O 18 _O 18 _O (d, pf) (t, pf)	95,0 95,0 95,0 13,5 $4,4 < \bar{E}_{K} < 9,8$	$\left.\begin{array}{c}234\pm2,0\\238\pm3,0\\242\pm6,0\\171,52\pm1,0\\189,1\end{array}\right\}$	183,14 183,14 183,14	237,16±2,0 241,16±3,0 245,16±6,0 174,68±1,0 192,26	[34] [35] [11]

Ядро- мишень	Энергия <i>ү</i> -квантов, МэВ	Ё _к измеренная, МэВ	Принятый стан- дарт ${ar{ m E}_{ m K}}~(^{252}{ m Cf})$	Приведено к еди- ному стандарту	Литера- тура
235 _U	25,0	170,6±2,0	183,14	173,16±2,0	[36]
²³⁸ U	25,0	170,9±2,0		174,06±2,0	
²³⁸ U	12	171,78±0,56		174,94±0,56	
	15	171,4±0,13	183,14	174,57±0,13	[37]
	20	170,88		174,04	
	30	170,37±0,25		173,53±0,25	
	70	169,41±0,30		172,57±0,30	
240 _{Pu}	12	173,99±0,24		177,15±0,24	
	15	173,25±0,24	183,14	176,41±0,24	[4]
	20	172,46±0,20	*	175,62±0,20	
	30	172.22+0.31		175.38±0.31	

Ядро- мишень	Энергия γ-квантов, МэВ	Ё _к измеренная, МэВ	Принятый стан- дарт $\overline{\mathrm{E}}_{\kappa}(^{252}\mathrm{Cf})$	Приведено к еди- ному стандарту	Литера- тура
242 _{Pu}	12	174,34±0,12		173,74±0,12	
	15	173,59±0,15	179,6 (²⁴¹ Pu)	172,99±0,15	[6]
	20	173,07±0,10		172,47±0,10	}
	30	172,86±0,17 J	• • •	172,26±0,17	
244 _{Pu}	12	173,58±0,40	•	172,98±0,40	
	15	172,59±0,22	179,6 (²⁴¹ Pu)	171,99±0,22	/87
(20	171,91±0,20		171,31±0,20	
. [30	171.63±0.26		171.06±0.26	

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Воробьева В.Г., Кузьминов Б.Д. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1975, -1. вып, 19. с. 16.
- Воробьева В.Г., Кузьминов Б.Д., Манохин В.Н. Препринт ФЭИ-803. Обнинск, 1977. 2.
- 3.
- Meadows J.W., Budtz-Jorgensen C. Report ANL/NDM-64, Jan. 1982. Thierens H., De Clercq A., Jacobs E. e.a. Phys. Rev., 1981, v. C23, p. 2104. 4.
- 5. Wagemans C.M.C., Wegener-Penning G., Weigmann H., Barthelemy R. In: Proceedings of Simposium physics and chemistry of fission, Jülich, 1979. Vol. 2. Vienna: IAEA, 1980, p. 143.
- 6. Thierens H., Jacobs E., D'Hondt P. e.a. Phys. Rev., 1984, v. C29, p. 498.
- Allaert E., Wagemans C., Wegener-Penning G. e.a. Nucl. Phys., 1982, v. A380, p. 61.* 7.
- Thierens H., De Clercq A., Jacobs E. e.a. Phys. Rev., 1983, v. C27, p. 1117. 8.
- 9. Caitucoli F., Asghar M., Leroux B. e.a. Nucl. Phys., 1983, v. A394, p. 360.
- Schmidt R., Henschel H. Ibid., p. 15. 10.
- 11. Weber J., Britt H.C., Wilhelmy J.B. Phys. Rev., 1981, v. C23, p. 2100.
- Henschel H., Kohnle A., Hipp H., Gonuenwein G. Nucl. Instrum. and Methods., 1981, v. 190, p. 125. 12.
- Gindler J.F., Flynn K.F., Glendenin L.E., Sjoblom R.K. Phys. Rev., 1977, v. C16, p. 1483. 13.
- Hoffman D.C., Wilhelmy J.B., Weber J. e.a. Ibid., 1980, v. C21, p. 972. 14.
- Wild J.E., Hulet E.K., Lougheed R.W. e.a. Ibid., 1982, v. C26, p. 1531. 15.
- Hulet E.K., Lougheed R.W., Landrum J.H. e.a. Ibid., 1980, v. C21, p. 966. 16.
- 17. Богданов Д.Д., Вакатов В.И., Воронин А.С. и др. Препринт Р15-81-706. Дубна: ОИЯИ, 1981.
- 18. Hoffman D.C., Lee D., Ghiorso A. e.a. Phys. Rev., 1980, v. C22, p. 1581.
- 19. Хайд Э., Перлман Н., Сиборг Г. В кн.: Ядерные свойства тяжелых элементов. Вып. 5. Деление ядер. М.: Атомиздат, 1969, с. 260.
- 20. Asghar M., Caitucoli F., Leroux B. e.a. Nucl. Phys., 1982, v. A373, p. 225.
- Asghar M., Caitucoli F., Perrin P. e.a. Ibid., 1978, v. A311, p. 413. 21.
- 22. Asghar M., Caitucoli F., Leroux B. e.a. Ibid., 1981, v. A368, p. 328.
- Asghar M., D'Hondt P., Guet C. e.a. Ibid., 1977, v. A292, p. 225. 23.
- Wagemans C., Allaert E., Caitucoli F. e.a. Ibid., 1981, v. A369, p. 1. 24.
- 25.
- Asghar M., Caitucoli F., Leroux B. e.a. Ibid., v. A368, p. 319. Asghar M., Caitucoli F., Perrin P., Wagemans C. Ibid., 1978, v. A311, p. 205. 26.
- Caitucoli F., Wagemans C., Perrin P. e.a. Ibid., 1981, v. A369, p. 15. 27.
- Allaert E., Wagemans C., Wegener-Penning G. e.a. Ibid., 1982, v. A380, p. 61. 28.
- 29. Asghar M., Caitucoli F., Perrin P. e.a. Ibid., 1980, v. A334, p. 327.
- Trochou J., Abou Yenia H., Brisard F., Pranal Y. Ibid., 1979, v. A318, p. 63. 30.
- Lam S.T., Yu L.L., Fielding H.W. e.a. Phys. Rev., 1983, v. C28, p. 1212. 31.
- Дьяченко Н.П., Кузьминов Б.Д., Митрофанов В.Ф., Сергачев А.И. In: Proceedings of the IX International sym-32. posium on the international of fast neutrons with nuclei, now. 26-30, 1979, Gaussig (GDR): ZFK-410. Dresden, 1980, p. 97-103.
- 33. Müller R., Naqvi A.A., Käppeler F., Dickman F. Phys. Rev., 1984, v. C29, p. 885.
- Hoffman D.C., Lee D., Ghiorso A. e.a. Ibid., 1981, v. C24, p. 495. 34.
- Patin Y., Cierjacks S., Lachkar J. e.a. Nucl. Instrum. and Methods, 1979, v. 160, p. 471. 35.
- 36. De Clercq A., Jacobs E., De Frenne D. e.a. Phys. Rev., 1976, v. C13, p. 1536.
- Jacobs E., De Clercq A., Thierens H. e.a. Ibid, 1979, v. C20, p. 2249. 37.
- Lam S.T., Yu L.L., Fielding H.W. e.a. Ibid., 1980, v. C22, p. 2485. 38.
- 39. Trochou J., Frehaut J., Pranal Y. e.a. In: Nuclear data for science and technology: Proc. of the Internat. conf., Antwerp, 1982, Holland, 1983, p. 78.
- 40. David P., Debrus J., Janszen H. e.a. Nucl. Phys., 1982, v. A380, p. 27.

Статья поступила в редакцию 21 ноября 1984 г.

УДК 539.173.4

О ЗАВИСИМОСТИ СЕЧЕНИЙ ДЕЛЕНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР ОТ ЭНЕРГИИ НЕЙТРОНОВ В ОБЛАСТИ "ПЛАТО"

Г.Н. СМИРЕНКИН, Б.И. ФУРСОВ

ENERGY DEPENDENCE OF FISSION CROSS-SECTIONS FOR HEAVY NUCLEI IN FIRST "PLATEAU" REGION. The wide set of experimental data about fission probability and fast neutron cross-sections for Pa—Cf nuclei in the first "plateau" region ($E_n = 1\div7$ MeV) are represented. Energy dependences of fission cross-sections, fission probabilities and compaund nucleus formation cross-sections are compared. It is established some conformity to natural laws concerning fission probability energy dependence as a function of nucleon composition.

Характерная особенность деления тяжелых ядер в реакции (n, f) — наличие области "плато" в сечении деления как функции энергии нейтронов. Такое свойство сечений деления

$$\sigma_{\rm f} \approx \sigma_{\rm c} \Gamma_{\rm f} / (\Gamma_{\rm f} + \Gamma_{\rm n})$$

объясняется слабой зависимостью от E_n входящих в это выражение величин: сечения образования составного ядра σ_c и отношения ширин (нейтронной и делительной) преобладающих способов его распада Γ_n/Γ_f [1]. Понятие "плато" в зависимости $\sigma_f(E_n)$ приближенное, как и предположения $\sigma_c = \text{const}$ и $\Gamma_n/\Gamma_f = \text{const}$. Однако к последним часто прибегают не только ради простоты но и из-за отсутствия системы в знаниях об энергетической зависимости отмеченных величин, особенно отношения Γ_n/Γ_f . Такая ситуация реально существует, несмотря на высокие требования на практике к точности измерения и описания ядерно-физических констант, среди которых зависимость $\sigma_f(E_n)$ принадлежит к числу важнейших.

В настоящей работе на основе результатов многочисленных измерений сечений деления тяжелых ядер быстрыми нейтронами на электростатических генераторах [2] предпринята попытка обобщения полученных данных и выявления основных закономерностей в зависимости of (E_n, Z, N) для области первого "плато" (2 $\leq E_n \leq 5$ МэВ).

Экспериментальные данные о зависимости $\sigma_{\rm f}({\rm E_n})$ (рис. 1) получены из непосредственно измерявшихся отношений сечений деления. Для сечений стандартов (235 U и 239 Pu) использовались данные оценок библиотеки ENDF/B-V. Совокупность изученных нами ядер была дополнена результатами аналогичных измерений для 234 U [3], 244 Pu [4], 238 Pu [5], 242m Am и 245 Cm [6]. На рис. 1 видно, что данные других авторов в среднем имеют большой разброс, что является неблагоприятным фактором при изучении таких регулярных свойств, как "плато" сечений деления, и таких небольших эффектов, как их отступления от традиционных упрощающих предположений $\sigma_{\rm f} = {\rm const.}$ Из экспериментальной информации видно, что практически идеальное "плато" $\sigma_{\rm f}({\rm E_n}) \approx$

Из экспериментальной информации видно, что практически идеальное "плато" $\sigma_f(E_n) \approx \infty$ const в реакции ²³⁸U(n, f), которое широко использовалось ранее [1] для демонстрации данного свойства, на самом деле не типично для наблюдаемой картины изменений $\sigma_f(E_n, Z, N)$. Однако для нее характерно наличие в той же области энергий $E_n \approx 2 \div 5$ МэВ монотонной (близкой к линейной) зависимости $\sigma_f(E_n)$, позволяющей судить о наклонном "плато", которое, как следует из рис. 1, существенно зависит от нуклонного состава ядра: от четности числа нуклонов, а также в среднем от чисел Z и N. Некоторые из этих эффектов отмечались в работе [7].

Делимость ядер $P_f(E_n)$. Обсуждение свойств $d\sigma_f/dE_n$ нуждается в разделении эффектов, обусловленных энергетической зависимостью характеристик σ_c и Γ_n/Γ_f , определяющих зависимость $\sigma_f(E_n)$. С этой целью обычно в отличие от зависимости $\sigma_f(E_n)$ рассматривается делимость ядер

$$\mathbf{P}_{\mathbf{f}}(\mathbf{E}_{\mathbf{n}}) = \frac{\sigma_{\mathbf{f}}(\mathbf{E}_{\mathbf{n}})}{\sigma_{\mathbf{c}}(\mathbf{E}_{\mathbf{n}})} \approx (1 + \Gamma_{\mathbf{n}}/\Gamma_{\mathbf{f}})^{-1},$$

слабо зависящая от свойств входного канала реакции и определяемая в основном конкуренцией основных каналов распада составного ядра (нейтронного и делительного).

На рис. 2 приведены результаты расчетов зависимости $\sigma_c(E_n)$ по методу связанных каналов, выполненных в работе [8], для широкого круга ядер от ²³⁰Th до ²⁵²Cf. Из них видно, что зависимость $\sigma_c(E_n, Z, N)$ является достаточно сильной, но влияние индивидуальных свойств ядер быстро уменьшается с изменением энергии нейтронов. В области $E_n > 2$ МэВ кривые укладываются в довольно узкий коридор, ширина которого составляет несколько процентов величины σ_c . Тем не менее при определении делимости ядер взято отношение $\sigma_c(E_n)$ для одного из ближайших соседей по числам Z и N.



Рис. 1. Зависимость сечений деления от энергии нейтронов. Данные настоящей работы и [2]: • — N-четные ядра-мишени; О — N-нечетные ядра-мишени. Данные работ: • [3] для ²³⁴U, [4] для ²⁴⁴Pu, [5] для ²³⁸Pu (до 6 МэВ), [6] для ²⁴²MAm и ²⁴⁵Cm

Данные о делимости ядер P_f(E_n) представлены на рис. 3. Поведение делимости с изменением энергии можно приближенно описать линейной зависимостью

$$\mathbf{P}_{\mathbf{f}}(\mathbf{E}_{\mathbf{n}}) = \mathbf{P}_{\mathbf{f}}(\mathbf{E}_{\mathbf{n}}^{\mathbf{0}}) + \frac{d\mathbf{P}_{\mathbf{f}}(\mathbf{E}_{\mathbf{n}}^{\mathbf{0}})}{d\mathbf{E}_{\mathbf{n}}} (\mathbf{E}_{\mathbf{n}} - \mathbf{E}_{\mathbf{n}}^{\mathbf{0}})$$

Значения $P_f(E_n^0)$ и $dP_f(E_n^0)/dE_n$, оцененные в интервале $E_n = 2,5-4,5$ МэВ ($E_n^0 = 3,5$ МэВ), приведены в таблице. При более низких энергиях зависимость $P_f(E_n)$ изменяется более резко, иногда нерегулярно, что характерно для области, близкой к одному из порогов конкурирующих процессов — деления или эмиссии нейтрона. При $E_n > 4,5$ МэВ эта зависимость систематически "проваливается" вниз в среднем на 5% ($E_n = 5,5$ МэВ). Скорее всего это эффект обработки, связанный с неточностью значения $\sigma_c(E'_n)$ [10] при $E_n > 4,5$ МэВ, поскольку он отсутствует в энергетической зависимости делимости, непосредственно измеряемой в прямых реакциях.

Поскольку делимости разных ядер различаются в несколько раз, энергетическую зависимость $P_f(E_n)$ удобно характеризовать относительной величиной $P_f^{-1}(dP_f/dE_n) = d(lnP_f)/dE_n$, зна-

чения которой также указаны в таблице. Из приведенных данных следует, что относительные изменения $P_f(E_n)$ максимальны для ядер-мишеней, сечения которых имеют наиболее совершенное "плато" (²³⁸U, ²⁴¹Am, ²⁴³Am). Таким образом, "плато" в зависимости $\sigma_f(E_n)$ не доказывает приближенного постоянства отношения Γ_n/Γ_f , а напротив, является следствием его наиболее сильной зависимости (из рассмотренных ядер), которая обеспечивает противоположные и примерно одинаковые изменения сомножителей σ_c и P_f .



Рис. 2. Зависимость сечения образования составного ядра от энергии нейтронов [8]: 1 – 230Th; 2 – 232Th; 3 – 234U; 4 – 238U; 5 – 242Pu; 6 – 246Cm; 7 – 252Cf

Энергетическая зависимость $P_f(E_n)$ и нуклонный состав ядра. Первичной характеристикой, определяющей вероятность деления, является отношение средних ширин Γ_n/Γ_f . Ее относительное изменение можно выразить через параметры делимости:

$$\frac{\ln\Gamma_n/\Gamma_f}{dE_n} = P_f^{-1} (1-P_f)^{-1} dP_f/dE_n.$$

Значения правой части этого выражения, вычисленные для $E_n = E_n^0$, приведены в таблице и на рис. 4.

Из рассмотренных данных можно сделать следующие выводы:

1. Энергетическим зависимостям делимости и отношению Γ_n/Γ_f свойственны четно-нечетные различия: ядра-мишени с четным числом нейтронов, показанные на рис. 4 темными значками, характеризуются большими значениями dP_f/dE_n и других параметров (см. таблицу). Отмечавшаяся ранее [1, 9] нечувствительность самих величин P_f и Γ_n/Γ_f (для середины "плато" $E_n \approx E^0$) к четно-нечетным вариациям нуклонного состава ядер является следствием малости отношения dP_f/dE_n вообще и изменения числа N на единицу в частности по сравнению с отношениями dP_f/dN и dP_f/dZ в среднем.

2. Значение $P_f^{-1}(1-P_f)^{-1}dP_f/dE_n$ растет с увеличением числа N для одинаковой четности изотопов урана, но падает для изотопов плутония и, по-видимому, америция. Для выработки представлений о Z-зависимости имеющихся нейтронных данных недостаточно.





Изотоп	P _f	dP_f/dE_n	$P_f^{-1} dP_f / dE_n$	$\left P_{f}^{-1} (1 - P_{f}^{-1}) dP_{f} / dE_{i} \right $
			МэВ-1	
231 _{Pa}	0,33	0,012	0,036	0,054
232 _{Pa}	0,70	-0,007	0,010	-0,033
233 _{Pa}	0,57	-0,020	-0,035	0,081
234 _U	0,47	+0,004	+0,009	+0,016
235 _U	0,38	-0,006	0,016	0,026
236 _U	0,28	+0,016	+0,057	+0,079
238 _U	0,173	+0,012	+0,069	+0,084
237 _{Np}	0,50	+0,006	+0,012	+0,024
238 _{Pu}	0.69	+0.014	+0.020	+0.065
239 _{Pu}	0.59	+0.003	+0.005	+0.012
240 _{Pu}	0.52	+0,006	+0.012	+0,024
241 _{Pu}	0,49	0,004	-0,008	0,016
²⁴² Pu	0,44	0,000	0,000	0,000
²⁴⁴ Pu	0,38	0,007	-0,018	-0,030
241 _{Am}	0.59	+0.033	+0.056	+0.136
242m _{Am}	0,57	+0.022	+0,038	+0,090
²⁴³ Am	0,47	+0,024	+0,051	+0,096
²⁴⁵ Cm	0,56	+0,005	+0,009	+0,020
249 _{Cf}	0.61	+0.001	+0.002	+0.004



Рис. 4. Зависимость параметра $P_f^{-1} (1-P_f)^{-1} dP_f/dE_n$ от массового числа ядра-мишени. Темиые значки для N-четных ядер-мишеней; светлые — для N-нечетных: ∇ — палладий; O, \oplus — уран; Φ — нептуний; Δ , Δ — плутоний; \Box , \blacksquare — америций; Θ — кюрий; \triangleleft — калифорний

Теоретическое описание сечений деления и делимости актинидов в рассматриваемой области энергий представляет собой сложную задачу, в которой необходимо принять во внимание множество факторов: двугорбую форму барьера деления, влияние оболочечной структуры, коллективных возбуждений и эффектов спаривания нуклонов на плотность уровней, различие свойств возбужденных ядер в равновесных и переходных состояниях и др. Учет каждого из них может оказать существенное влияние на экспериментально изучаемый авторами эффект. В данной ситуации попытка качественной интерпретации результатов настоящей работы была бы значительным риском.

Трудности теоретического описания зависимостей $\sigma_f(E_n)$ и $P_f(E_n)$ подчеркивают роль систематик указанных характеристик. Оцененный авторами масштаб эффекта $P_f^{-1}dP_f/dE_n \lesssim 7\cdot10^{-2}$ МэВ⁻¹ позволяет заключить, что развитая ранее систематика [10] в предположении $P_f(E_n) = P_f(E_n^0) = \text{const}$ уже обеспечивает точность предсказаний сечений деления $\sigma_f(E_n)$ лучше Оцененный авторами масштаб эффекта P_f⁻¹dP_f/dE_n < ±20%. Эта точность установлена на основе потребностей для нуклидов, прямые эксперименты с которыми затруднены или невозможны из-за недостаточного для измерений времени жизни. Авторы надеются, что формирование представлений о зависимости dP_f/dE_n от чисел Z и N, начало которому положено в настоящей работе, удастся продолжить с помощью данных о делимости в прямых реакциях и на этой основе получить новые данные о феноменологическом описании сечений деления и делимости тяжелых ядер.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Ванденбош Р., Хойзенга Дж. В кн.: Нейтронная физика: Труды 2-й Международной конференции по мирному 1. использованию атомной энергии, Женева, 1958 г. М., 1959, с. 366; Хойзенга Дж., Ванденбош Р. В кн.: Ядерные реакции. Т. II. М.: Атомиздат, 1964, с. 51.
- Фурсов Б.И., Куприянов В.М., Смиренкин Г.Н. Атомная энергия, 1977, т. 43, вып. 3, с. 161; вып. 4, с. 261; 2. 1978, т. 44, вып. 3, с. 236; т. 45, вып. 6, с. 440; 1979, т. 46, вып. 1, с. 35; 1983, т. 55, вып. 1, с. 31.
- Behrens J.W., Carlson G.W. Nucl. Sci. and Engng, 1977, v. 63, p. 250. 3.
- 4. Behrens J.W., Newbury R.S., Magana J.W. Ibid., 1978, v. 66, p. 433.
- Budtz-Jorgensen C., Knitter H.H., Smith D.L. In: Nucl. data for sci. and technol.: Proc. of the Internat. conf., Antwerp., 5. 1982. Holland, 1983, p. 206.
- 6. White R.M., Browne J.C. Ibid., p. 218.
- Игнатюк А.В., Клепацкий А.Е., Маслов В.М., Суховицкий Е.Ш. Нейтронная физика: Материалы 6-й Всесоюзной 7 конференции по нейтронной физике, Киев, 2-6 октября 1983 г. Т. 1. М.: ЦНИИатоминформ, 1984, с. 284. Lagrange Ch. Report NEANDC (E) 228 "L". France, CEA, 1982, 8.
- 9.
- Истеков К.К., Куприянов В.М., Фурсов Б.И., Смиренкин Г.Н. Ядерная физика, 1979, т. 29, вып. 5, с. 1156. 10. Куприянов В.М., Смиренкин Г.Н., Фурсов Б.И. Там же, 1984, т. 39, вып. 2, с. 281.

Статья поступила в редакцию 4 февраля 1985 г.

УДК 539.173

ОЦЕНКА ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЗАВИСИМОСТИ СРЕДНЕГО ЧИСЛА МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ $\bar{\nu}_{p}$ ПРИ ДЕЛЕНИИ ЯДЕР 235U НЕЙТРОНАМИ В ДИАПАЗОНЕ 0—20 МэВ

В.В. МАЛИНОВСКИЙ, М.З. ТАРАСКО

AN EVALUATION OF THE ENERGY DEPENDENCE OF THE AVERAGE NUMBER OF PROMPT NEUTRONS $\bar{\nu}_p$ FOR NEUTRON-INDUCED FISSION OF 235 U IN 0–20 MeV ENERGY RANGE. The most detailed sets of $\bar{\nu}_p$ data has been used for evaluations. Nesessary corrections were made. The least-squares fitting procedure was applied for each data sels to deduce segmented straight lines. Final estimate have been made by least-squares method including sistematic experimental arrors. This work results are compared with other evaluations.

Проведены измерения среднего числа мгновенных нейтронов $\bar{\nu}_{\rm p}$ при делении ядер 235 U с использованием моноэнергетических нейтронов и не менее четырех экспериментальных значений [1-23] (табл. 1). Для практических целей необходима оцененная зависимость, позволяющая вычислить величину и неопределенность числа $\overline{\nu}_{\rm p}$ при произвольной энергии нейтронов

 E_n . Для этого была выбрана кусочно-линейная зависимость, которая учитывает, что оцениваемая величина $\bar{\nu}_p$ определяется на разных участках диапазона 0—20 МэВ делением различных по возбуждению и нуклонному составу компаунд-ядер и вкладом неупругорассеянных нейтронов из (n, xn'f)-реакций (x равно 1, 2, 3). Несомненно, что истинная зависимость $\bar{\nu}_p(E_n)$ сложнее,чем кусочно-линейная, но современное состояние экспериментальных данных при энергиях нейтронов выше 6—7 МэВ едва ли позволит надежно выделить более сложную зависимость. Метод оценки подробно описан в работе [24]. Приписанные каждому набору данных систематические погрешности приведены в табл. 1. Использованные данные нормированы в соответствии со значениями среднего числа мгновенных нейтронов при спонтанном делении ²⁵²Cf, равными 3,757<u>+</u> ±0,005, и значениями при делении ²³⁵U тепловыми нейтронами, равными 2,411±0,005, взятыми из работы [25].

			······	· · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	Таблица 1
Набор эксперимент при делении ²³⁵ U и	гальных данных, нейтронами	использованных в оце	нке величины $\overline{ u}_{ m p}$		· · · ·
Диапазон энергии нейтронов, МэВ	Число эксперимен- тальных точек	Использованный ${{}_{\rm CTAH JAPT}} {\bar u}_{ m p}^{{ m cn}} ({{}^{252}{ m Cf}})$	Тип детектора нейтронов	Систематическая погрешность, принятая в оценке, %	Литература
0,03—1,76	6	$2,414 \left[\bar{\nu}_{p}^{T} (^{235}U) \right]$	¹⁰ BF ₃ -счетчики в замедлителе	0,8	[1]
0,28—14,5	6	3,771	Большой жидкий сцинтиллятор (БЖС)	1,1	[2]
0,04—7,96	18	3,782	БЖС	1,2	[3]
0,101-2,572	9	3,76	Борный котел	0,8	[4]
0,039—1,0	16	3,782	10 _{BF 3} -счетчики в замедлителе	0,8	<i>[</i> 5]
0,37—3,25	14	2,414	То же	1,5	[6]
0,65–6,60	37	3,772	БЖС	. 1,1	[7]
0,0—1,515	13	3,782	³ Не-счетчики в замедлителе	0,9	[8]
0,1980,985	34	3,756	БЖС	0,7	<i>[</i> 9]
1,87—14,79	22	3,782	''	0,65	[10, 11]
22,79-28,28	6	3,782		0,7	[12]
0,0—1,9	15	3,745	_,,	0,56	[13-15]
0,21-1,87	41	• 3,745		0,61	[11, 16, 17]
0,88-5,73	15	3,756		1,12	[18]
(0,005-60).10-6	28 (33)*	1	 ب	0,29	[19]
5.10 ⁻⁴ -11,12	20	-		0,66	[20]
1,1414,66	29	3,732		0,69	[21]
17-26,9	4 ^{*2}	*3	Размножитель нейт- ронов (²³⁵ U) и сцин-	2,76	[22]
		-	тиллятор	*4	
< 3.10	Из пяти изме- рений	_	БЖС и борный котел	0,12 -	[23]

🔨 Пять последних значений этой серии измерений не учитывались, как заведомо ошибочные.

*2 Из всего набора измерений [22] использованы только четыре значения в указанном диапазоне.

*3 Эффективность детектора нормировали на основе сравнения результатов измерений величины $\bar{\nu}_{\rm p}$ для энергий ниже 15 МэВ с оцененными данными работы [27].

*4 Средневзвешенное значение результатов измерений на тепловых нейтронах.

В табл. 2 приведены оцененные значения $\overline{\nu}_{\rm p}$ при делении ²³⁵U нейтронами. Величина χ^2 и число степеней свободы соответствуют числу параметров, извлеченных из отдельных наборов данных. Неопределенность стандарта учитывалась умножением всех погрешностей подгонки на $(1+\sigma_{\rm cr}^2/\sigma_{\rm nog}^2)^{1/2}$, где $\sigma_{\rm cr} = 0,005$; $\sigma_{\rm nog}$ — наименьшая из погрешностей подгонки.

_		Энергия нейтронов, МэВ							
Параметр	2,53·10 ⁻⁸	0,1	1,3	3,5	7,0	14,0	20,0		
Величина $\overline{\nu}_{\mathrm{p}}$	2,408	2,424	2,543	2,825	3,384	4,426	5,078		
Погрешность:			-						
полученная при		0.000	0.007	0.010					
подгонке	0,004	0,006	0,007	0,013	0,011	0,016	0,010		
стандарта	0,005	0,008 .	0,009	0,016	0,014	0,021	0,02		
Матрица корреляций	1								
Frank Frank	-0,01	1				1	1		
	0,00	-0,37	1	· ·			· ·		
	0,00	0,07	-0,19	1					
	0,00	0,00	0,00	0,01	1].		
	0,00	0,00	-0,01	0,00	-0,19	1			
	0,00	0,00	0,00	0,00	-0,10	0,50	1		

На рис. 1 приведены результаты работ, опубликованных (или исправленных [11, 13—15]) после 1972 г. Систематические погрешности работ, изданных до 1970 г., немного увеличены по сравнению с авторскими. Исправленные в работе [10] данные 1969 г. [11] были еще раз перенормированы по уточненным результатам тех же авторов [16, 17]. Из приведенных в работе [19] 33 значений использовались только 28 (до энергии нейтронов 10 эВ), остальные значения явно ошибочны. В соответствии с поздним сообщением тех же авторов [26] результаты работ [19, 20] были уменьшены на 0,25% (систематический сдвиг, связанный с использованием разных камер деления со слоем 252 Cf). Такое исправление сводит к минимуму расхождения результатов измерений величины $\tilde{\nu}_{\rm p}$ на тепловых нейтронах, пересмотренных с учетом поправки на толщину слоя делящегося вещества в работе [23].







Для энергии нейтронов выше 15 МэВ опубликованы только два набора данных /12, 227. Результаты работы [22] учитывались с большой систематической погрешностью из-за того, что проведенная авторами нормировка эффективности детектора не очень надежна. Данные работ [12, 22] существенно различаются (до 5-6%), поэтому реальная погрешность оценки среднего числа v_р в районе 20 МэВ составляет около 4%.

В табл. 2 и на рис. 1, 2 приведены результаты оценки. Использованные данные удовлетворительно согласуются. Как видно из рисунков, структура, проявленная в оценке /277, по мнёнию авторов настоящей работы, неоправданна. Расхождение оценок не превышает 1%, за исключением области вблизи 20 МэВ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Meadows J.W., Whalen J.F. Phys. Rev., 1962, v. 126, p. 197. 1.
- 2. Hopkins J.C., Diven B.C. Nucl. Phys., 1963, v. 48, p. 433.
- Mather D.C., Fieldhouse P., Moat A. Phys. Rev., 1964, v. 133, p. B1403. З.
- Colvin D.W., Sowerby H.G. In: Physics and chemistry of fission: Proc. of symposium. Salzburg, 1965. Vienna, IAEA, 4. 1965, v. 2, p. 25. Meadows J.W., Whalen J.F. J. Nucl. Energy, 1967, v. 21, p. 157.
- 5.
- Прохорова Л.И., Смиренкин Г.Н. Ядерная физика, 1968, т. 7, с. 961. 6.
- 7: Савин Н.М., Хохлов Ю.А., Замятнин Ю.С., Парамонова И.Н. In: Nucl. data for reactors: Proc. of conf., Helsinki, 1970. Vienna, IAEA, 1970, v. 2, p. 157.
- 8. Нестеров В.Г., Нурпеисов Б., Прохорова Л.И. и др. Ibid., р. 167.
- Савин М.В., Хохлов Ю.В., Лудин В.Н. В кн.: Нейтронная физика: Материалы 2-й Всесоюзной конферен-9. ции по нейтронной физике, Киев, 28 мая-1 июня 1973 г. Ч. 4. Обнинск, 1974, с. 63.
- 10. Frehaut J., Mosinski G., Soleilhac M. Tam me, u. 3, c. 155.
- 11. Soleilhac M., Frehaut J., Gauriau J. J. Nucl. Energy, 1969, v. 23, p. 257.
- 12. Frehaut J. Data EXFOR 21.685, 1980.
- 13. Boldeman J.W., Walsh R.L. J. Nucl. Energy, 1970, v. 24, p. 191.
- 14. Boldeman J.W., Frehaut J. Nucl. Sci. Engineer, 1977, v. 63, p. 430.
- 15. Boldeman J.W., Dalton A.W. Report AAEC/EI72, Lucas Height. Australia, 1967.
- 16. Soleilhac M., Frehaut J., Gauriau J., Mosinski G. In: [7], p. 145.
- 17. Frehaut J., Boldeman J.W. In: Proc. Intern. conf. on neutron physics and nucl. data for reactors and other applied purposes. Harwell, Nucl. Energy Agency, 1978, p. 421-425.



- Хохлов Ю.А., Савин М.В., Лудин В.Н. Нейтронная физика: Материалы 3-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 9—13 июня, 1975 г. Ч. 5. М.: ЦНИИатоминформ, 1976, с. 186.
 Gwin R., Spenser R.R., Ingle R.W. e.a. Report ORNL/TM-6246. Oak-Ridge, 1978.
- 20. Gwin R., Spenser R.R., Ingle R.W. e.a. Report ORNL/TM-7148. Oak-Ridge, 1980.
- 21. Frehaut J., Bertin A., Bois R. In: Nucl. data for sci. and techn.: Proc. Intern. conf., Antwerp, 1982. Holland, 1983, p. 78–81.
- 22. Howe R. Nucl. Sci. Engineer, 1984, v. 86, N 2, p. 157.
- 23. Boldeman J.W., Frehaut J. Ibid., 1980, v. 76, p. 49.
- 24. Малиновский В.В., Тараско М.З., Кузьминов Б.Д. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные констан-ты, 1985, вып. 1, с. 24-35.
- 25. Lemmel H.D. Report INDC/P(83)-37, 14 April 1983.
- 26. Gwin R., Spencer R.R., Ingle R.W. Report ORNL/TM-7988. Oak-Ridge, 1981.
- 27. Manero F., Konshin V.A. Atomic Energy Rev., 1972, v. 10, p. 637.
- 28. Bhat M.R. Report BNL-NCS-51184 (ENDF-248). Upton. March 1980.

Статья поступила в редакцию 27 июля 1984 г.

УДК 539.172.4

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФАКТОРОВ РЕЗОНАНСНОЙ САМОЭКРАНИРОВКИ СЕЧЕНИЯ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ ДЛЯ ²³⁸U В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 10-140 кэВ

В.Н. КОНОНОВ, Е.Д. ПОЛЕТАЕВ, М.В. БОХОВКО, Л.Е. КАЗАКОВ, В.М. ТИМОХОВ, А.А. ВОЕВОДСКИЙ

THE EXPERIMENTAL DEFINITION OF THE CAPTURE SELF-SHIELDING FACTORS FOR 238U IN THE ENERGY REGION FROM 10 TO 140 keV. The method of the experimental definition of the capture self-shielding factors, based on the simultaneus measuring of the transmission and the capture self-indication, is described. The measurements were carried out at the pulsed Van-de-Graaff accelerator EG-1 FEI using the time-of-flight technique. The obtained results are found to be agree with the data of the group constants BNAB.

К точности измерения нейтронных данных, используемых для расчетов реакторов на быстрых нейтронах, предъявляются высокие требования (в случае сечения радиационного захвата нейтронов в ²³⁸U 2,5-3% в широкой области энергий). Факторы резонансной самоэкранировки, с помощью которых осуществляется учет резонансной структуры нейтронных сечений, очевидно, должны быть известны с такой же точностью. Однако расхождения как между экспериментальными данными о факторах резонансной самоэкранировки сечения захвата [1-3], так и результатами их расчета по средним резонансным параметрам [4] для некоторых энергетических групп значительно превышают указанное значение.

Настоящий эксперимент - продолжение работ по измерению факторов резонансной самоэкранировки сечения захвата нейтронов в ²³⁸U, выполненных ранее /1, 5, 6/ на спектрометре нейтронов на базе импульсного электростатического ускорителя ЭГ-1 ФЭИ. Благодаря усовершенствованию экспериментальной установки удалось значительно улучшить фоновые условия измерений и получить более надежные результаты.

Метод экспериментального определения фактора резонансной самоэкранировки сечения захвата f заключается в измерении парциального пропускания по сечению захвата T (7) и пропускания по полному сечению $T_{+}(\tau)$, которые имеют вид

$$\mathbf{T}_{\mathbf{c}}(\tau) = \frac{\mathbf{N}_{\mathbf{c}}(\tau)}{\mathbf{N}_{\mathbf{c}}(\mathbf{0})} = \frac{\int_{\Delta \mathbf{E}} \varphi(\mathbf{E}) \sigma_{\mathbf{c}}(\mathbf{E}) \exp \left[-\tau \sigma_{\mathbf{t}}(\mathbf{E})\right] d\mathbf{E}}{\int_{\Delta \mathbf{E}} \varphi(\mathbf{E}) \sigma_{\mathbf{c}}(\mathbf{E}) d\mathbf{E}};$$

$$\Gamma_{t}(\tau) = \frac{N_{n}(\tau)}{N_{n}(0)} = \frac{\int_{\Delta E} \varphi(E) \epsilon(E) \exp[-\tau \sigma_{t}(E)] dE}{\int_{\Delta E} \varphi(E) \epsilon(E) dE}$$

где $N_{c}(\tau)$ и $N_{n}(\tau)$ – число отсчетов детектора событий захвата и нейтронного детектора при толщине фильтра τ ; $N_{c}(0)$ и $N_{n}(0)$ — соответствующие числа отсчетов в экспозиции на открытом нейтронном пучке; $\varphi(E)$ — форма спектра нейтронов источника; $\epsilon(E)$ — энергетическая зависимость эффективности детектора нейтронов; ΔE — ширина функции разрешения спектрометра. На основе величин $T_{c}(\tau)$ и $T_{t}(\tau)$ значение коэффициента f_{c} можно получить, используя

соотношение

$$\mathbf{f}_{\mathbf{c}} = \int_{0}^{\infty} \mathbf{T}_{\mathbf{c}}(\tau) d\tau / \int_{0}^{\infty} \mathbf{T}_{\mathbf{t}}(\tau) d\tau.$$
(1)

Измерения пропусканий проводили на спектрометре нейтронов по времени пролета на ускорителе ЭГ-1 ФЭИ (см. рисунок). Основные параметры спектрометра: длительность нейтронной вспышки 4 нс, период следования 1,7 мкс, средний ток 2 мкА, пролетная база до детектора событий захвата 0,72 м, до детектора нейтронов 0,51 м.



Блок-схема эксперимента: 1 — индукционный датчик временной отметки; 2 — нейтронная защита из 6LiH с парафином; 3 — источник нейтронов (металлическая литиевая мишень); 4—²³Na-фильтр; 5 — коллимирующая вставка из ⁶LiH с парафином; 6 — свинцовая вставка; 7 — свинцовая защита; 8 — нейтронный детектор с ⁶Li-стеклом (NE-912); 9 — жидкостной сцинтилляционный детектор событий захвата; 10 — образец-индикатор из ²³⁸U; 11 — образцы-фильтры из ²³⁸U

Пропускание по полному сечению $T_t(\tau)$ измеряли детектором с тонким (1,0 мм) ⁶Li-стеклом, парциальное пропускание $T_c(\tau)$ — методом самоиндикации. Для регистрации событий захвата нейтронов в образце-индикаторе толщиной $6,46\cdot10^{-3}$ атом/б (содержание 235 $\leq 3,5\cdot10^{-3}$ %) использовали сцинтилляционный детектор объемом 17 л. Образцы-фильтры из обедненного металлического 238 U толциной $2,37\cdot10^{-2}$, $4,74\cdot10^{-2}$ и $9,43\cdot10^{-2}$ атом/б помещали на расстоянии 26 см от мишени ускорителя. Выбранные толщины фильтров обеспечивали измерение пропусканий, равных примерно 0,7; 0,5 и 0,3 соответственно.

Источником нейтронов служила реакция ⁷Li(p, n)⁷Be, использовалась "толстая" металлическая литиевая мишень. Для уменьшения нейтронного фона помещения мишень окружали 4π -защитой, основным элементом которой был цилиндр размером ϕ 26х40 см, заполненный смесью ⁶LiH с парафином. Нейтронный пучок формировался секционным коллиматором, состоящим из колец ⁶LiH с парафином, борированного полиэтилена и свинца. Для защиты детектора событий захвата от γ -излучения, возникающего в мишени ускорителя и нейтронной защите, а также естественной радиоактивности образцов-фильтров служил свинцовый диск размером ϕ 30х15 см, располагаемый перед детекторной системой. Большое внимание в эксперименте уделялось исследованию фона, который для детектора событий захвата можно условно разделить на три составляющие: постоянную, переменную и мгновенную.

Постоянный фон обусловлен космическим излучением и естественной радиоактивностью, а также фоном измерительного помещения, связанным с нейтронным пучком и работой ускорителя. Используемая в эксперименте защита обеспечила условия, при которых первые две составляющие постоянного фона имели тот же уровень, что и фон от нейтронов и ускорителя. Несмотря на значительное снижение постоянного фона, он оставался определяющим и отношение эффекта к постоянному фону в канале регистрации захвата составляло 0,2; 0,9 и 1,9 при энергиях нейтронов 10, 30 и 100 кэВ соответственно. Однако благодаря использованию в эксперименте постоянно установленного на пучке нейтронов фильтра из ²³Na толщиной 7 мм (E₀ = 2,85 кэВ) значение этой составляющей фона определялось с достаточно высокой степенью точности в каждой рабочей экспозиции.

Переменный фон связан с захватом нейтронов в защите, конструкциях мишени и стенках коллиматора. Значение этого компонента фона незначительно (около 5% эффекта) и определялось в опытах без образца-индикатора.

Мгновенная составляющая фона обусловлена регистрацией детектором рассеянных на образце-индикаторе нейтронов. Значение фона составляло 9, 3 и 1% чистого эффекта при энергиях 10, 30 и 100 кэВ соответственно и определялось в опытах с эквивалентным рассеивателем из графита.

Исследования фона детектора нейтронов с ⁶Li-стеклом показали, что он постоянен в зависимости от времени пролета, а значение фона определялось по области насыщенного резонанса 23 Na-фильтра при энергии 2,85 кэВ и области между γ -пиком и началом спектра, измеренного по времени пролета. Отношение эффекта к фону в нейтронном канале составляло 1:1, 4:1 и 14:1 при энергиях нейтронов 10, 30 и 100 кэВ соответственно.

Важным условием проведения измерения пропусканий является постоянство во времени спектра и интенсивности нейтронного источника, поэтому измерения с различными фильтрами проводили короткими (около 2 мин) сериями. Смена образцов-фильтров происходила автоматически по набору заданного интеграла тока на мишени ускорителя с одновременным переключением группы памяти временно́го анализатора. В полном цикле измерений содержались две экспозиции с открытым пучком. Сравнение этих экспозиций показало, что систематическая погрешность измерения пропусканий, связанная с непостоянством интенсивности и спектра нейтронного источника, не превышала 0,3%. Поправка на "мертвое время" регистрирующей аппаратуры составляла не более 0,8%. Контрольные измерения пропускания углерода (толщина фильтра 8,6·10⁻² атом/б), проводимые одновременно с урановыми фильтрами, показали, что результаты измерения полного сечения ¹²С согласуются в пределах 2% с оценкой ENDF/B-V, причем различие пропусканий, полученных по нейтронному и захватному каналам, не превышает 1%.

В результате проведенных измерений и обработки получены энергетические зависимости величин пропусканий $T_c(\tau)$ и $T_t(\tau)$, по которым, согласно выражению (1), определены факторы резонансной самоэкранировки сечения захвата. Данные о факторе f_c в зависимости от энергии нейтронов представлены в табл. 1 вместе с полной ошибкой, включающей статистическую ошибку измерений, неопределенность вычитания фона во время-пролетных спектрах, погрешность, связанную с процедурой получения фактора f_c по соотношению (1), и погрешность, обусловленную нестабильностью.

кспериментальные значения f _с для ²³⁸ U									
, кэВ	f _c	Полная погрешность	Е _п , кэВ	f _c	Полная погрешнос				
10-14	0,733	0,073	50-60	0,942	0,024				
14—18	0,831	0,061	60-70	0,950	0,023				
18-22	0,879	0,048	70-80	0,970	0,024				
22-26	0,893	0,040	80-90	0,961	0,023				
26-30	0,901	0,034	90-100	0,982	0,023				
30-40	0,924	0,028	100-120	0,986	0,021				
40-50	0,926	0,025	120-140	0,975	0.032				

Для сравнения полученных результатов с групповыми значениями системы констант БНАБ [4] экспериментальные данные были усреднены по спектру 1/Е. Такое усреднение необходимо,

поскольку спектр используемого источника нейтронов [peakции ⁷Li(p, n)⁷Be] сильно отличается от фермиевского. Среднегрупповые значения фактора f_c вместе с полной ошибкой приведены в табл. 2. Можно отметить хорошее согласие (не более 1,5%) результатов настоящих измерений с данными БНАБ.

Таблица 2 Сравнение групповых эначений f _c с данными оценки БНАБ [4]									
Группа	ΔЕ _n , кэВ	f	Отношение						
•		Настоящая работа	БНАБ						
11	10,0-21,5	0,818±0,057	0,830	1,015					
10	21,5-46,5	0,908±0,031	0,910	1,002					
9	46,5-100	0,947±0,019	0,938	1,012					
8	100-200	(0,982±0,023)	0,986	1,004					

В заключение следует отметить, что использование выражения (1) для получения фактора f_c является прямым экспериментальным методом оценки факторов резонансной самоэкранировки сечения захвата. Однако этот метод требует измерения пропусканий для больших толщин фильтров, что затруднено из-за уменьшения отношения эффекта к фону, особенно в канале регистрации событий захвата. Для дальнейшего уточнения величины f_c , очевидно, целесообразно провести теоретический анализ измеренных пропусканий в рамках модельного описания нейтронных пропусканий через средние резонансные параметры. Можно надеяться, что такой анализ позволит также уточнить и значения средних резонансных параметров для 238 U.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Кононов В.Н., Полетаев Е.Д., Боховко М.В. и др. В кн.: Нейтронная физика: Материалы 5-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 15—19 сентября 1980 г. М.: ЦНИИатоминформ, 1980, ч. 2, с. 276— 279.
- 2. Byoun T.Y., Block R.C., Semler T. Proc. of a National topical meeting on new development in reactor physics and shielding, Kiamesha Lake, 1972. Conf.-720901, book 2, p. 1115-1131.
- Ваньков А.А., Цибуля А.Н., Чан Хань Май. Оценка сечения захвата и его резонансной самоэкранировки для 238U из анализа экспериментов по пропусканию нейтронов в области неразрешенных резонансов: Препринт ФЭИ-1005, Обнинск, 1980.
- 4. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Николаев М.Н., Цибуля А.Н. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. М.: Энергоиздат, 1981.
- 5. Кононов В.Н., Полетаев Е.Д. В кн.: Нейтронная физика: Материалы 3-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 9—13 июня, 1973 г. М.: Атомиздат, 1974, ч. 2, с. 199—205.
- Кононов В.Н., Полетаев Е.Д. В кн.: Резонансное поглощение нейтронов: Материалы Всесоюзного совещания, Москва, 1977 г. М.: Атомиздат, 1977, с. 185—198.

Статья поступила в редакцию 29 января 1985 г.

УДК 539. 172. 4

ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЙ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ ДЛЯ 236U И 197Au В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 3—420 кэВ

Л.Е. КАЗАКОВ, В.Н. КОНОНОВ, Е.Д. ПОЛЕТАЕВ, М.В. БОХОВКО, А.А. ВОЕВОДСКИЙ, В.М. ТИМОХОВ

MEASUREMENT OF THE NEUTRON RADIATIVE CAPTURE CROSS-SECTI-ONS FOR 236U AND 197Au BETWEEN 3 keV AND 420 keV. The neutron radiative capture cross-sections for 236U and 197Au in the energy range 3-420 keV have been oftained. The measurements were carried out at the pulsed Van-de-Graaff accelerator EG-1 FEI using the time-of-flight technique. The saturate resonance was used for calibration and the 6 Li(n, α)³H and 10 B(n, $\alpha\gamma$)⁷Li cross-sections for flux shape.

Сечение радиационного захвата нейтронов ²³⁶U является важной константой в проблеме внешнего топливного цикла, так как захват нейтронов в этом ядре наряду с другими процессами определяет степень накопления радиоактивного ядра ²³²U, распад которого ведет к образо-

ванию мощных у-излучателей, определяющих радиационную обстановку при переработке топлива. Требования к точности знания сечения захвата ²³⁶U в широкой области энергий нейтронов достаточно высоки и составляют 7% [1]. Однако расхождение между немногочисленными экспериментальными данными [2-6] и оценками значительно превышает это значение и достигает примерно 40%, причем в области 50-160 кэВ данные вообще отсутствуют.

Цель настоящей работы — измерение сечения захвата ²³⁶U в области энергий 3-420 кэВ. Наряду с этим измеряли сечения захвата нейтронов в ¹⁹⁷Au, что дало возможность оценить надежность используемого метода.

Метод измерения и экспериментальная установка. Эксперимент по измерению сечений радиационного захвата проводили на спектрометре быстрых и резонансных нейтронов на базе импульсного ускорителя Ван-де-Граафа ЭГ-1 Физико-энергетического института (табл. 1). События захвата нейтронов регистрировали по мгновенным у-квантам жидкостным сцинтилляционным детектором объемом 17 л, заполненным сцинтиллятором на основе толуола с добавлением 60% триметилбората, что позволило существенно снизить чувствительность детектора к рассеянным в образце нейтронам. Нейтронный поток измеряли детектором с тонким (1 мм) ⁶Liстеклом, расположенным перед исследуемым образцом, и детектором, состоящим из ¹⁰В-пластины и двух кристаллов NaI(Tl), размещаемым за образцом. Для нормировки сечений использовали метод насыщенного резонанса, позволяющий исключить прямые измерения эффективности детектора событий захвата и потока нейтронов /7-107. В этом случае сечение захвата можно определить следующим образом:

$$= k \frac{N_{c}}{N_{Li}} \frac{1}{n} \frac{\sigma_{\alpha}}{T_{m}} \frac{S_{Li}}{S} \frac{\epsilon_{\gamma}^{r}}{\epsilon_{\gamma}}$$

где N_c и N_{Li} — число отсчетов γ -детектора и нейтронного монитора при измерениях в области быстрых нейтронов; n — число атомов в исследуемом образце на 1 б; σ_{α} — сечение реакции ⁶Li(n, α)³H; T_m — пропускание детектора с ⁶Li-стеклом; S_{Li} — поправка на конечную толщину ⁶Li-стекла; S = F_sF_{γ} — поправка на конечную толщину образца (F_s — поправка на многократное рассеяние и резонансную блокировку нейтронов в образце, F_{γ} — поправка на поглощение γ квантов захвата в образце в быстрой области энергий нейтронов); $\epsilon_{\gamma}^{\rm r}/\epsilon_{\gamma}$ — отношение эффектив ностей детектора к событиям захвата при измерениях в резонансной и быстрой областях энергий нейтронов, определяемое из анализа измеренных амплитудных спектров детектора событий захвата. Нормировочный коэффициент к можно получить из опыта в области насыщенного резонанса, используя соотношение

$$\mathbf{k} = \frac{\mathbf{N}_{\mathbf{m}}^{\mathbf{r}}}{\mathbf{N}_{\mathbf{c}}^{\mathbf{r}}} \mathbf{P}_{\mathbf{c}}^{\mathbf{r}} \frac{\mathbf{T}_{\mathbf{m}}^{\mathbf{r}} \mathbf{F}_{\boldsymbol{\gamma}}^{\mathbf{r}}}{\sigma_{\boldsymbol{\alpha}}^{\mathbf{r}} \mathbf{S}_{\mathbf{L}i}^{\mathbf{r}}},$$

где индекс г обозначает величины в резонансной области энергий, а вероятность захвата нейтронов в образце в области насыщенного резонанса определяется по формуле

$$\mathbf{P}_{\mathbf{c}}^{\mathbf{r}} = \left[(1 - \exp(-n \sigma_{\mathbf{t}_{i}}^{\mathbf{r}})) \right] (\sigma_{\mathbf{c}}^{\mathbf{r}} / \sigma_{\mathbf{t}}^{\mathbf{r}}) \mathbf{F}_{\mathsf{ms}}^{\mathbf{r}} .$$

Расчет вероятности захвата проводили методом Монте-Карло, в результате которого полу-

чили значения 0,986 для ²³⁶U (E₀ = 5,45 эВ) и 0,981 для ¹⁹⁷Au (E₀ = 4,906 эВ). Поскольку сечение реакции ⁶Li(n, α)³Η можно использовать в качестве стандарта лишь до энергии около 100 кэВ, при более высоких энергиях использовали детектор нейтронов с ¹⁰В-пластиной, а измеряемый с его помощью ход сечения захвата нормировали по данным, полученным для монитора с ⁶Li-стеклом. Сечение захвата в области энергий выше 110 кэВ определяли по формуле

$$\sigma_{c} = k_{B} \frac{N_{c}}{N_{B}} \sigma_{\alpha \gamma} \frac{TS_{B}}{S}$$

где k_B — нормировочный коэффициент; N_B — число отсчетов детектора с ¹⁰В-пластиной; $\sigma_{\alpha\gamma}$ — сечение реакции ¹⁰В(n, $\alpha\gamma$)⁷Li; Т — пропускание исследуемого образца; S_B — поправка на конечную толщину ¹⁰В-пластины.

Параметр	Эксперимент						
	1	2	3				
Энергия протонов, МэВ	1,9	2,1	2,8				
Энергия нейтронов, кэВ	2-130	16-420	1—30 эВ				
Цлительность импульса, нс	4	5	0,5 мкс				
Териод следования, мкс	1,7	2,2	140				
Средний ток, мкА	2	1,8	1,5				
Іролетная база, м	0,51 (⁶ Li-монитор) 0,72 (БЖСД)	^{>} 2,2 (⁶ Li-монитор) 2,4 (БЖСД)	2,2 (⁶ Li-монитор) 2,4 (БЖСД)				
		2,7 (¹⁰ В-пластина)					

Основные измерения сечений захвата, которые проводили на пролетной базе 2,4 м (область быстрых нейтронов и резонансов), позволили получить абсолютные значения сечений захвата в диапазоне 16—420 кэВ. Для расширения диапазона в сторону низких энергий были проведены измерения на пролетной базе 0,72 м, позволяющие охватить область энергий 3—130 кэВ. Результаты этих измерений нормировали к данным, полученным на пролетной базе 2,4 м.

- Таким образом, эксперимент можно разделить на три этапа:
- измерения в области энергий нейтронов 16-420 кэВ на пролетной базе 2,4 м;
- измерения в резонансной области энергий на этой же пролетной базе;
- измерения в области энергий 2—130 кэВ на пролетной базе 0,72 м.

Геометрия опыта на пролетной базе 2,4 м как в области быстрых нейтронов, так и в резонансной области энергий сохранялась неизменной. При измерениях в области энергий 16— 420 кэВ детекторную систему располагали в зале, отдаленном от мишени ускорителя бетонной стеной толщиной 2 м. В этих же условиях были проведены измерения в электронвольтной области энергий нейтронов. Для получения нейтронов таких энергий мишень окружали полиэтиленовым замедлителем толщиной 1,6 см.

Измерения в области энергий нейтронов 2—130 кэВ проводили на короткой пролетной базе. Небольшая пролетная база налагала жесткие требования на защиту детекторови коллимацию нейтронного пучка. Основным элементом защиты служил цилиндр диаметром 26 и длиной 40 см, заполненный смесью ⁶LiH с парафином, который окружал мишень. Нейтронный пучок формировался секционным коллиматором из ⁶LiH с парафином и свинца. Детекторы были дополнительно защищены от γ -излучения, возникающего в мишени и защите, массивным свинцовым диском диаметром 30 и толщиной 15 см. Надежность коллимации и юстировки системы проверяли экспериментально с помощью кольцевых образцов из ¹¹⁵In, помещаемых в детектор событий захвата. Измерения показали, что в телесном угле, стягиваемом образцом диаметром 36 мм, коллимируется 99% нейтронов пучка. Использование такой защиты значительно улучшило фоновые условия эксперимента и позволило получить надежные данные при низких энергиях нейтронов, где их выход из мишени мал.

Большое внимание уделено изучению фона. Чтобы иметь возможность контролировать фон детектора в каждой экспозиции, пучок нейтронов был постоянно перекрыт фильтром из металлического натрия толщиной 7 мм. Фон детектора событий захвата можно условно разделить на три части: постоянный, переменный и мгновенный. Постоянный фон, обусловленный космическим излучением и естественной радиоактивностью, включает также фон измерительного помещения, связанный с нейтронным пучком и работой ускорителя. Его значение определяли в каждой экспозиции по двум областям времени пролета: между у-пиком и моментом прилета самых быстрых нейтронов и в области черного резонанса в ²³Na с энергией 2,85 кэВ. Переменный фон связан с захватом нейтронов в защите, конструкциях мишени и стенках коллиматора. Значение этой составляющей фона незначительно и может быть получено с высокой степенью точности в опыте с пустым каналом. Мгновенная составляющая фона обусловлена регистрацией детектором рассеянных в образце нейтронов в результате их поглощения в сцинтилляторе и оболочке детектора. Эту составляющую фона моделировали с помощью эквивалентных рассеивателей из графита, ²⁰⁸Pb, природного свинца и оксида висмута. Исследования показали, что чувствительность детектора к рассеянным нейтронам равна примерно 2·10⁻² при энергии нейтронов 5 кэВ и уменьшается до 5·10⁻⁵ при энергии 100 кэВ.

Фон нейтронного монитора с ⁶Li-стеклом, не зависящий от времени пролета, определяли в области 2,85-кэВ резонанса ²³Na-фильтра. Энергетическую шкалу временно́го анализатора калибровали с помощью узкого резонанса ²³Na-фильтра при энергии 53,191 кэВ, рекомендованного в качестве стандарта энергии нейтронов при измерениях методом времени пролета. Измерения проводили циклами, включающими опыты с образцом, рассеивателем и пустым каналом. Использовали образцы диаметром 40 мм из ²³⁶U толщиной 0,00407 атома на 1 б (с содержанием 0,047% ²³⁵U) и из ¹⁹⁷Au толщиной 0,00458 атома на 1 б. Образцы упакованы в легкие алюминиевые контейнеры с толщиной стенки 0,07 мм.

Погрешность измерений сечений захвата имеет несколько источников (табл. 2).

Погрешность введения поправок включает неопределенность введения поправок на конечную толщину образца, ⁶Li-стекла и ¹⁰B-пластины; неопределенность введения поправки на самопоглощение γ -излучения в образце; погрешность, связанную с возможным отличием от единицы отношения эффективностей детектора событий захвата в резонансной и быстрой областях энергий $\epsilon_{\gamma}^{r}/\epsilon_{\gamma}$; погрешность учета регистрации в канале захвата γ -излучения подбарьерного деления ²³⁶U; неопределенность поправки на изотопную чистоту образцов и точность определения числа ядер.

Вели	чины по	грешнос	тей изме	ерений							Табл	ица 2
				ىمىر - يىپ ، يىلى ئىلى بىر بۇسىرى		Погреи	іность, %					
Е, кэВ	статист	ическая	вычита	ния фона	норми	ровки	относите хода опо сечений	льного рных	введени правок	ия по-	пол	ная
	¹⁹⁷ Au	236 _U	¹⁹⁷ Au	236 _U	¹⁹⁷ Au	236 _U	$6_{\text{Li}(n,\alpha)}$	¹⁰ B(n,αγ)	197 _{Au}	²³⁶ U	¹⁹⁷ Au	²³⁶ U
5 10 30 100 200 300 40 0	3,4 1,5 1,0 0,9 1,2 1,3 1,0	4,3 1,9 1,2 1,0 1,9 1,7 1,1	4 1,3 0,5 0,5 0,5 0,5 0,5 0,5	8,1 3,2 0,5 0,5 0,5 0,5 0,5 0,5	2		0,5 1,0 2,0 2,0 			 3,8 	6,4 4,2 4,3 4,3 4,2 4,4 4,3	10 5,5 4,6 4,5 4,7 4,7 4,7

Результаты измерений. Экспериментальные результаты измерения сечений захвата быстрых нейтронов в 197 Au и 236U приведены в табл. 3 и на рис. 1. Из рисунка видно, что данные настоящей работы хорошо согласуются с результатами работ [11, 12] в области энергий до 100 кэВ. В области энергий 100—200 кэВ они лежат ниже данных работы [11] в среднем на 3—5%, но хорошо согласуются с данными работы [12]. Результаты работы [14] лежат систематически ниже данных настоящей работы приблизительно на 7—10%. Во всем измеряемом диапазоне энергий данные настоящей работы хорошо согласуются с оценками библиотек ENDL-78 и ENDF/B-V. В области энергий около 270 кэВ хорошо заметен сброс в сечении захвата, обусловленный открыванием конкурирующего канала неупругого рассеяния нейтронов с возбуждением двух уровней (1/2⁺ для 268 кэВ и 5/2⁺ для 277 кэВ).

ечения захва	ата быстрых ней	тронов, мб			Таблица З
Е, кэВ	197 _{Au}	236 _U	Е, кэВ	197 _{Au}	236 _U
3-4	2767±221	2275±303	78	1550±76	1166±86
4-5	2176±148	1929±220	89	1355±61	1101±70
5-6	2021±123	1647±165	9-10	1189±62	1086±63
6—7	1732±94	1376±117	10-12	1170±61	919 <u>+</u> 51

			•		Окончани	не табл. З
	Е, кэВ	197 _{Au}	236 _U	Е, кэВ	¹⁹⁷ Au	236 _U
_	12-14	987±41	876±46	120-130	285±12	243±11
5	14-16	825±35	873±45	130-140	283±12	238±11
	16-18	802±34	768±38	140-150	277±12	223±10
	18-20	709±30	733±35	150-160	281±12	214±10
	20-22	688±29	694±33	160-170	276±12	209±10
	22-24	617±26	705±33	170-180	271±12	216±10
	24-26	628±27	675±32	180-190	266±11	214±10
	26-28	601±26	620±29	190-200	260±11	211±10
	28-30	621±27	619±29	200-210	261±11	206±10
	3035	553±24	586±27	210-220	269±11	203±10
	35-40	526±23	545±25	220-230	269±11	213±10
	40-45	468±20	531±24	230-240	258±11	214±10
	45-50	448 <u>+</u> 19	490±23	240-250	257±11	194±9
	5055	408±18	433±20	250-260	250±11	196±9
	55-60	400±17	417±19	260-270	249±11	202±9
	60-65	391±17	389±18	270-280	247±11	197±9
	65-70	382±16	368±17	280-290	217±9	192±9
	7075	369±16	342±16	290-300	209±9	201±9
	7580	359 <u>+</u> 15	330±15	300-320	204±9	203±10
	8085	346±15	315±14	320-340	189±8	197±9
	8590	332±14	299±13	340360	175±8	190±9
	9095	323±14	288±13	360-380	163±7	186±9
	95-100	318±14	277±12	380-400	155±7	186±9
	100-110	322±14	272 <u>±</u> 12	400-420	151±6	185 <u>+</u> 9
	110-120	296±13	257±12			
				,		•





Данные настоящей работы по сечению захвата для ²³⁶U достаточно подробны. В них хорощо проявляется эффект конкуренции с открывающимся каналом неупругого рассеяния нейтронов с возбуждением коллективного уровня 2⁺ в ²³⁶U с энергией около 45 кэВ (рис. 2). В области энергий 3-50 кэВ данные настоящей работы лежат систематически выше (примерно на 15%) данных, полученных в измерениях на свинцовом кубе [4], причем в области энергий. около нескольких килоэлектронвольт расхождение достигает 40%. В области энергий 160-400 кэВ результаты настоящей работы хорошо согласуются с данными работы [5]. Результаты работ [2, 3] лежат значительно выше (приблизительно на 40%).



Соответствие результатов настоящей работы по сечению захвата для ¹⁹⁷Au последним экспериментальным данным и современным оценкам свидетельствует о надежности применяемого метода измерений. Поэтому полученные результаты, перекрывающие широкий диапазон энергий нейтронов и использующие независимый от других авторов метод измерения, могут удовлетворить требования к уровню знания этой константы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- WRENDA: World Reguest List for Nuclear Data: 83/84 INDC (SEC) 88/URSF. Vienna: IAEA, 1983. 1.
- 2. Stupegia D.C., Neinrich R.R., McCould G.N. J. Nucl. Energy, part A/B, 1961, v. 15, N 4, p. 200.
- 3. Barry J.F., Bunce J.L., Perkin J.L. Proc. Phys. Soc., 1961, v. 78, N 503, p. 801.
- Бергман А.А., Медведев А.Н., Самсонов А.Е. и др. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные кон-4. станты, 1982, вып. 1 (45), с. 3-7.
- Грудзевич О.Т., Давлетшин А.Н., Типунков А.О. и др. Там же, 1983, вып. 2(51), с. 3–15. Carlson A.D., Friesenhanh S.J., Lopez W.M., Fricke M.P. Nucl. Phys., 1970, v. A141, p. 577–594. 5.
- 6.
- Кононов В.Н., Полетаев Е.Д., Боховко М.В. и др. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные кон-7. станты, 1981, вып. 1 (40), с. 67.
- Кононов В.Н., Полетаев Е.Д., Казаков Л.Е., Боховко М.В. Приборы и техника эксперимента, 1979, № 3, 8. c. 77-81.
- 9. Кононов В.Н., Полетаев Е.Д., Боховко М.В. и др. В кн.: Нейтронная физика: Материалы 5-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 15-19 сентября, 1980. Ч. 2. М.: ШНИИатоминформ, 1980. с. 280-284.
- 10. Боховко М.В., Казаков Л.Е., Кононов В.Н. и др. Спектрометрическая аппаратура для абсолютного измерения сечений радиационного захвата быстрых нейтронов в уране-238: Препринт ФЭИ-973. Обнинск, 1979.
- 11. Poenitz W.P. Nucl. Sci. and Engng, 1975, N 57, p. 300-308.
- 12. Fort E., Le Regouler C. In.: Nuclear cross-section and technology. Proc. of conf. Washington, 1975, v. 2, p. 957-960.
- 13. Давлетшин А.Н., Тихонов С.В., Типунков А.О., Толстиков В.А. Атомная энергия, 1980, т. 48, вып. 2, с. 87-91.

49

- 14. Macklin R.L. Nucl. Sci. and Engng, 1981, N 79, p. 265-268.
- 15. Joly S., Voignie J., Grenier G. e.a. Ibid., 1979, N 70, p. 53-59.

Статья поступила в редакцию 4 февраля 1985 г.

УДК 539.171.017

СПЕКТРЫ НЕЙТРОНОВ ИЗ РЕАКЦИИ ¹¹³In(n, n²) ПРИ ЭНЕРГИИ 6,5 МэВ

Г.Н. ЛОВЧИКОВА, А.В. ПОЛЯКОВ, О.А. САЛЬНИКОВ, С.П. СИМАКОВ, С.Э. СУХИХ, А.М. ТРУФАНОВ

SPECTRUM OF NEUTRONS FROM REACTION 113In(n, n⁻) AT ENERGY 6,5 MeV. Double differential cross-sections of inelastic scattering of neutrons with energy 6,5 MeV from 113In have been measured at angles 45° and 135° . The measurements at angle 45° repeat the experiment, performed four years ago. The accordance of new and old experimental data once more prove the reality of results, received by authors. In this work comparison of experimental and calculated cross-sections is made too.

При проведении экспериментальных исследований большое внимание уделяется вопросам достоверности получаемых результатов. С этой целью исследуется методика постановки эксперимента и используются разные способы определения характеристик аппаратуры. Одним из методов подтверждения достоверности экспериментальных результатов также является проведение повторного эксперимента спустя определенный промежуток времени. Повторение экспериментальных данных служит критерием их объективности.

Авторами получен значительный объем данных о дважды дифференциальных сечениях неупругого рассеяния нейтронов в области энергий 4,9–8,5 МэВ на следующих элементах: ⁵⁹Co/1*]*, 89Y/2*]*, 113In и 115In /3*]*, 181Ta и ²⁰⁹Bi /4*]*, 93Nb/5*]*, молибден /6*]*. Тщательное исследование экспериментальной методики гарантировало достоверность этих данных /1, 3, 6*]*. Поставлен еще один эксперимент, результатам которого посвящена настоящая работа. Повторно измеряли спектр неупругорассеянных нейтронов на ¹¹³In под углом 45° при начальной энергии 6,5 МэВ. Из исследованных ранее элементов рассеиватель из ¹¹³In содержит наименьшее число ядер, следовательно, фоновые условия в этом опыте наименее благоприятны. Одновременно с измерениями под углом 45° спектр рассеянных нейтронов измерен под углом 135°, что представляет интерес для теоретического анализа механизма реакций (n, n') и (p, n) *[*7*]*.

Условия проведения повторного эксперимента аналогичны условиям предыдущего [3]. Измерения выполнены методом времени пролета на пролетной базе рассеиватель—детектор 2 м с полным временным разрешением 3 нс. Импульсы нейтронов получали бомбардировкой газовой тритиевой мишени [8] пучком протонов из электростатического ускорителя ЭГП-10. Нейтроны, вылетевшие из мишени и рассеянные образцом, регистрировались сцинтилляционным детектором, окруженным массивной защитой [9]. Исследуемый образец, содержащий 87% изотопа ¹¹³In и 13% изотопа ¹¹⁵In, весил 71,9 г и имел форму полого цилиндравысотой 4,0 см, внешним диаметром 2,4 см, внутренним диаметром 1,4 см. Для учета вклада рассеяния на примеси проводили дополнительные измерения с образцом из чистого ¹¹⁵In. Эффективность регистрации нейтронов детектором определяли относительно спектра нейтронов спонтанного деления ²⁵²Cf [10]. Абсолютные значения сечения реакции ¹¹³In(n, n') находили путем сравнения с сечением рассеяния нейтронов на водороде [11].

Результаты первичных (1979 г.) и повторных (1983 г.) измерений показаны на рис. 1 и 2. Как видно из рис. 1, энергетические спектры нейтронов, измеренные под углом 45°, совпадают друг с другом в пределах погрешностей эксперимента.

На рис. 2 приведены угловые распределения неупругорассеянных нейтронов, проинтегрированные в указанных интервалах энергий возбуждения остаточного ядра. Результаты повторных измерений либо совпадают с результатами предыдущих (угол 45°), либо соответствуют общему характеру углового распределения (угол 135°). На этом рисунке приведены также результаты теоретического расчета сечения реакции ¹¹³In(n, n'), выполненного по статистической модели Хаузера — Фешбаха (равновесный механизм) и по модели сильной связи каналов или в борновском приближении искаженных волн (прямой механизм). В интервале энергии возбуждения 1—2 МэВ расчетное сечение определяется прямым механизмом (сплошная кривая 4 совпадает со штрих-пунктирной), а в интервалах 3—4 и 4—5 МэВ — равновесным механизмом (сплошные кривые 1 и 2 совпадают с расчетом по модели Хаузера — Фешбаха). Подробнее метод расчета изложен в работах /7, 12].

Как видно из рис. 2, наблюдается удовлетворительное согласие расчетных кривых с экспериментальными данными. Следует отметить, что новые результаты, полученные под углом 135⁰ при энергиях возбуждения остаточного ядра 1–2 МэВ (высокоэнергетическая часть спектра рассеянных нейтронов), подтверждают дифракционный характер углового распределения, предсказываемый теорией прямого взаимодействия.

Один из выводов работы заключается в том, что результаты повторного эксперимента с удовлетворительной точностью воспроизводят результаты предыдущего эксперимента.



Рис. 1. Энергетические спектры неупругорассеянных нейтронов на 113In при энергии падающих нейтронов 6,5 МэВ и углах измерения: О — 45° [3]; • и □ — 45° и 135° соответственно (настоящая работа)



Рис. 2. Угловые распределения неупругорассеянных нейтронов на 113In при начальной энергии падающих нейтронов 6,5 МэВ и энергии возбуждения остаточного ядра, МэВ: $1-4\div5$; $2-3\div4$; $3-2\div3$; $4-1\div2$. Данные работ: О -[3]; • - настоящей. Сечения, рассчитанные в борновском приближении искаженных волн и по модели сильной связи каналов (----), по модели Хаузера – Фешбаха и их сумма (----)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Симаков С.П., Ловчикова Г.Н. и др. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып. 5 (44), с. 23.
- 2. Симаков С.П., Ловчикова Г.Н. и др. Материалы международного симпозиума в Гауссиге, 22-26 ноября 1982 г.: Препринт ZFK-491. Дрезден, 1982, с. 206.
- 3. Симаков С.П., Ловчикова Г.Н. и др. Атомная энергия, 1981, т. 51, с. 244.
- 4. Симаков С.П., Ловчикова Г.Н. и др. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1982, вып. 5 (49), с. 17.
- 5. Симаков С.П., Ловчикова Г.Н. и др. Ядерная физика, 1983, т. 37, с. 801.
- 6. Симаков С.П., Ловчикова Г.Н. и др. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1980, вып. 4 (39), с. 7.
- 7. Ловчикова Г.Н., Игнатюк А.В. и др. Ядерная физика, 1982, т. 36, с. 6.
- 8. Фетисов Н.И., Симаков С.П. и др. Приборы и техника эксперимента, 1980, № 6, с. 22.
- 9. Труфанов А.М., Нестеренко Н.Н. и др. Там же, 1979, № 2, с. 50.
- 10. Grundl J., Eisenhaner C. Rep. IAEA-208. Vienna: IAEA, 1978, v. 1, p. 53.
- 11. Horsley A. Nucl. Data, 1966, v. A2, p. 243.
- 12. Симаков С.П., Ловчикова Г.Н. и др. Ядерная физика, 1983, т. 38, с. 3.

Статья поступила в редакцию 4 февраля 1985 г.

УДК 539.172.4

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ И ОЦЕНЕННЫЕ ДАННЫЕ О СЕЧЕНИЯХ РЕАКЦИЙ (n, n'), (n, 2n) И (n, 3n) НА ЦИРКОНИИ И МОЛИБДЕНЕ

Г.В. КОТЕЛЬНИКОВА, Г.Н. ЛОВЧИКОВА, О.А. САЛЬНИКОВ, С.П. СИМАКОВ

REVIEW OF EXPERIMENTAL AND EVALUATED CROSS-SECTIONS FOR (n, n')-, (n, 2n)- AND (n, 3n)-REACTIONS ON ZIRCONIUM AND MOLYB-DENUM. Compilation and analysis of the experimental data for (n, n'), (n, 2n)cross-sections, excitation functions of isolated levels and neutron emission spectra for zirconium and molybdenum have been performed. The results of these experiments are compared with evaluated data from ENDF and ENDL libraries. It was showed in view of last experiments that some characteristics of neutron interaction with Zr and Mo from these libraries must be corrected.

Настоящая работа, как и ранее опубликованная [1], посвящена сравнительному анализу экспериментальных и оцененных данных о сечениях взаимодействия быстрых нейтронов с цирконием и молибденом, являющимися продуктами распада трансурановых ядер, а также находящими применение в качестве конструкционных материалов в различных ядерных установках.

Природный цирконий состоит из пяти изотопов: ⁹⁰Zr (51,5%), ⁹¹Zr (11,2%), ⁹²Zr (17,1%), ⁹⁴Zr (17,4%) и ⁹⁶Zr (2,8%), а молибден из семи: ⁹²Mo (15,8%), ⁹⁴Mo (9,0%), ⁹⁵Mo (15,7%), ⁹⁶Mo (16,5%), ⁹⁷Mo (9,5%), ⁹⁸Mo (23,8%) и ¹⁰⁰Mo (9,6%). Относительный выход этих изотопов среди осколков — продуктов деления трансурановых ядер — весьма высок. Например, выход изотопов циркония при делении ²³⁹Pu составляет около 17%, а изотопов молибдена при делении ²³⁵U 38%. Ясно, что сечения взаимодействия нейтронов с этими изотопами имеют большое значение для расчета ядерных реакторов. Практическая значимость данных о молибдене определяется также тем, что он рассматривается как перспективный материал при конструировании термоядерных реакторов. Точность знания сечения неупругого рассеяния и реакций (n, 2n), (n, 3n), определяемая практическими потребностями, составляет 10—20% [2].

Наиболее полно сечения реакций (n, n'), (n, 2n) и (n, 3n) представлены в следующих библиотеках оцененных данных: в американской национальной библиотеке ENDF, четвертая версия которой опубликована в 1974 г. [3], а пятая в 1979 г. [4] (в библиотеке ENDF/B-IV данные приводятся для природной смеси изотопов циркония и молибдена, а в ENDF/B-V — по отдельным изотопам); в американской (ливерморской) библиотеке ENDL, опубликованной в 1978 г. [5] (представление данных для природной смеси изотопов; кроме того, по молибдену данные библиотеки ENDL совпадают с четвертой версией ENDF).

В настоящей работе проводится анализ экспериментальных результатов и их сравнение с оцененными данными о сечениях реакций (n, n'), (n, 2n), (n, 3n) и о спектрах нейтронов эмиссии из этих реакций.

Сечения неупругого рассеяния нейтронов. Полные сечения неупругого рассеяния нейтронов на природном молибдене показаны на рис. 1. Сравнительно небольшое число экспериментов, выполненных методом обратной сферической геометрии [6, 7] и методом времени пролета [8–10], дают результаты, удовлетворительно согласующиеся между собой. Отклонение экспериментальных точек относительно оцененных кривых из библиотек ENDF/B-IV и ENDL составляет примерно 10–15%. Хорошее согласие экспериментальных и оцененных (из библиотеки ENDF/B-V) данных о полном сечении неупругого рассеяния нейтронов на природном молибдене подтверждается и результатами недавних прецизионных исследований [11]: в диапазоне энергий 1,5–4,0 МэВ расхождение экспериментальных и оцененных данных не превышает 5%.

Парциальные сечения неупругого рассеяния нейтронов на изотопах молибдена с возбуждением отдельных уровней ядер показаны на рис. 2. Вся совокупность экспериментальных данных получена методом времени пролета [11—17]. Особый интерес представляют результаты исследований последних лет, в которых получены функции возбуждения в области порога реакции [16] и при энергиях выше 5 МэВ [17]. Как видно из рис. 2, согласие экспериментальных результатов, полученных разными авторами, удовлетворительное. Систематическое занижение первых точек в функциях возбуждения, измеренных в работе [13], связано, скорее всего, с неточностью определения кривой эффективности нейтронных детекторов. Оцененные данные о сечениях рассеяния с возбуждением дискретных уровней для изотопов молибдена имеются только в библиотеке ENDF/B-V. Как видно из рис. 2, согласие экспериментальных и оцененных данных неудовлетворительно: расхождение для некоторых уровней достигает коэффициента, равного 2.



Рис. 1. Сечение реакции Мо (n, n'). Экспериментальные данные работ: $\Delta - [6]; \equiv -[7]; \equiv -[8]; \Delta - [9]; O - [10]$. Оцененные данные: — — ENDL и ENDF/B-IV; — — — ENDF/B-V

Данные о полных сечениях неупругого рассеяния нейтронов циркония (рис. 3) получены либо методом обратной сферической геометрии [18, 19], либо путем измерения полных и упругих сечений взаимодействия нейтронов [20-23]. Как видно, результаты этих экспериментов хорошо согласуются с оцененными данными библиотеки ENDF/B-IV.



Рис. 2. Сечения реакции (n, n') на изотопах молибдена с возбуждением отдельных уровней (энергии уровней указаны в мегаэлектронвольтах). Экспериментальные данные работ: $\blacksquare - [11]; \quad \square - [12]; \quad \nabla - [14]; \quad \nabla - [15]; \quad \bullet - [16]; \quad \circ - [17].$



Экспериментальные данные о функциях возбуждения отдельных групп уровней для природного циркония ограничиваются результатами работы [23]. Как видно из рис. 4, оцененные данные библиотек ENDF/B-IV и ENDL плохо описывают данные этой работы. К сожалению, эти оценки невозможно сравнить с экспериментальными результатами по функциям возбуждения уровней для отдельных изотопов циркония [14, 24–32].





Сечения реакций (n, 2n) и (n, 3n). Для природных циркония и молибдена имеется весьма ограниченное число экспериментальных данных о сечениях реакции (n, 2n). В работе [33] методом большого сцинтилляционного бака измерено сечение $\sigma_{n, 2n}$ в диапазоне энергий 8—15 МэВ Этим же методом измерено сечение реакции Mo (n, 2n) при энергия примерно 14 МэВ [34]. Известна также работа [35], в которой при этой энергии определены сечения реакции (n, 2n) на цирконии и молибдене активационным методом. Как видно из рис. 5 и 6, где представлены экспериментальные и оцененные данные, результаты работы [35] лежат систематически выше результатов работ [33, 34]. По всей видимости, в работе [35], выполненной в 1958 г., имеются систематические погрешности, связанные с калибровкой детектора и с измерением начального потока нейтронов [33].



Рис. 5. Сечения реакций Zr (n, 2n) (кривая 1) и Zr (n, 3n) (кривая 2). Экспериментальные данные работ: $\Delta - [33]$; $\Diamond - [35]$. — оцененные данные ENDL



и Мо (n, 3n) (кривая 2). Экспериментальные данные работ: $\Delta - [33]; \Box - [34];$ • - [35]. — оцененные данные ENDL

Оцененные данные о сечениях реакции (n, 2n) существенно превышают результаты работ -[33, 34] и ориентируются на результаты работы [35]. Таким образом, необходима переоценка сечений реакций Zr(n, 2n) и Mo(n, 2n) с учетом последних работ [33, 34].

Известно достаточно много экспериментальных данных об изотопах ⁹⁰ Zr и ⁹² Mo и др. (см., например, [367). Однако пороги реакции (n, 2n) для разных изотопов, входящих в природную смесь, имеют сильный разброс, поэтому эти данные трудно привлечь к сравнению с оценками для природной смеси изотопов.

Экспериментальных данных о сечениях реакции Zr(n, 3n) или Mo(n, 3n) в рассматриваемой области энергий нет; имеются данные о сечении реакций ⁹⁰Zr(n, 3n) при 28 МэВ /377.

Спектры нейтронов эмиссии из реакций (n, xn). Экспериментальные данные о спектрах нейтронов эмиссии ограничиваются результатами работ [38-41] для природного циркония и работ [8-10, 41, 42] для молибдена. Практически все эксперименты выполнены методом времени пролета, только в работе [42] спектры нейтронов эмиссии восстанавливались по зарегистрированным спектрам протонов отдачи в сцинтилляционном детекторе (в этой работе упругорассеянные нейтроны не отделялись). Как видно из рис. 7-9, разброс экспериментальных точек, полученных разными авторами, достаточно велик. Это связано с трудностями измерения и обработки экспериментальной информации. Однако отклонение оцененных спектров нейтронов эмиссии из библиотек ENDL, ENDF/B-IV и ENDF/B-V от экспериментальных спектров еще больше. Это указывает на необходимость их пересмотра.

> Рис. 7. Спектры нейтронов эмиссии из реакции Мо (n, n') при $E_0 = 5$ МэВ. Экспериментальные данные работ: — [10]; • — [9]. Оцененные данные: — — — ENDL, ENDF/B-IV; — • — — ENDF/B-V







Рис. 8. Спектры нейтронов эмиссии из реакции Mo(n, xn) при $E_0 \approx 15$ МэВ. Экспериментальные данные работ: $\Delta - [417; \nabla - [427], - ouenenhue dannue ender for the second seco$



Экспериментальные данные о полных сечениях неупругого рассеяния нейтронов на цирконии и молибдене с точностью около 10% описываются оцененными сечениями из библиотеки ENDF/B-IV (ENDL). Такая точность удовлетворяет требованиям, предъявляемым в настоящее время практическими задачами. Остальные характеристики взаимодействия нейтронов в библиотеках оцененных данных ENDF/B-IV, ENDL [функции возбуждения отдельных уровней при неупругом рассеянии нейтронов, сечения реакции (n, 2n) и энергетические спектры нейтронов эмиссии] требуют с точки зрения последних экспериментальных данных переоценки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Котельникова Г.В., Ловчикова Г.Н., Сальников О.А., Симаков С.П. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1985, вып. 1, с. 18-24.
- 2. WRENDA 83/84: Report INDC(SEC)-88/URSF. Vienna, IAEA, 1983.
- 3. Howerton R.J. e.a. Report ANL/NDM-6. Argonne, 1974.
- 4. Kinsey R. Report ENDF-201. Brookhaven, 1979.
- 5. Howerton R.J. Report UCRL 50400, v. 15. Livermore, 1978.
- 6. Абрамов А.И. Атомная энергия, 1962, т. 12, вып. 1, с. 62.
- 7. Глазков Н.П. Там же, 1963, т. 14, вып. 4, с. 400.
- 8. Wilenzick R.M. e.a. Nucl. Phys., 1965, v. 62, p. 511.
- O Color D E Denter D Den ent AWDE 000/70 Aldemoster 10
- 9. Coles R.E., Porter D. Report AWRE 089/70. Aldermaston, 1970.
- 10. Симаков С.П. и др. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1980, вып. 4 (39), с. 7.
- 11. Smith A.B., Guenther P.T. Report ANL/NDM-76. Argonne, 1982.
- 12. Lambropoulas P. e.a. Nucl. Phys., 1973, v. A201, p. 1.
- 13. Smith A.B. e.a. Ibid., 1975, v. A244, p. 213.
- 14. McDaniel F.D. e.a. Phys Rev., 1974, v. C10, p. 1087.
- 15. Пасечник М.В., Федоров М.Б., Овдиенко В.Д. и др. Нейтронная физика: Материалы 4-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 18-22 апреля 1977 г. М., 1977, ч. 1, с. 279.
- 16. Конобеевский Е.С. и др. В кн.: Элементарные частицы и атомное ядро. М.: Энергоатомиздат, 1982, т. 13, вып. 2, с. 300.
- 17. Корж И.А. и др. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1983, вып. 1 (50), с. 40.
- 18. Beyster J.R. e.a. Phys. Rev., 1955, v. 98, p. 1216.
- 19. Beyster J.R. e.a. Ibid., 1956, v. 104, p. 1319.
- 20. Walt M., Barshal H.H. Ibid., 1954, v. 93, p. 1062.
- 21. Walt M., Beyster J.R. Ibid., 1955, v. 98, p. 677.
- 22. Kent D.W. e.a. Ibid., 1962, v. 125, p. 331.
- 23. Smith A.B., Guenther P.T. Report ANL/NDM-69. Argonne, 1982.
- 24. Lind D.A., Day R.B. Ann. Phys., 1961, v. 12, p. 485.
- 25. Tessler G. e.a. Phys. Rev., 1970, v. C2, p. 2390.

- Glickstein S.S. e.a. Ibid., 1971, v. C4, p. 1818. 26.
- 27. Guenther P. e.a. Ibid., 1975, v. C12, p. 1797.
- Glasgow G.P. e.a. Ibid., 1978, v. C18, p. 2520. 28.
- 29.
- Wagner R.T. e.a. Ibid., 1963, v. 130, p. 1926. Tucker A.B. e.a. Ibid., 1965, v. B137, p. 1181. Bainum D.E. e.a. Nucl. Phys., 1978, v. A311, p. 492. 30,
- 31.
- 32. Finlay R.W. e.a. Ibid., 1980, v. A344, p. 257.
- Frehaut J. e.a. Proc. Symp. neutr. cross-section from 10 to 50 MeV. Upton, 1980, v. 1, p. 399. 33.
- Mather D.S. e.a. Report EANDC (UK)-142-AL. Vienna, IAEA, 1972. 34.
- Ashby V.J. e.a. Phys. Rev., 1958, v. 111, p. 616. 35.
- Бычков В.М. и др. Сечения пороговых реакций, вызываемых нейтронами. М.: Энергоиздат, 1982. 36.
- Bayhurst B.P. e.a. Phys. Rev., 1975, v. C12, p. 451. 37.
- 38. Buccino S.G. e.a. Nucl. Phys., 1964, v. 60, p. 17.
- Сальников О.А. и др. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1971, вып. 7, с. 134. 39.
- Hermsdorf D. e.a. Report ZFK-277. Dresden, 1974. 40.
- Vonach H. Proc. Symp. neutr. cross-section from 10 to 50 MeV. Upton, 1980, v. 1, p. 343. 41.
- Shin K. e.a. Trans. Amer. Nucl. Soc., 1980, v. 34, p. 657. 42.

Статья поступила в редакцию 28 сентября 1984 г.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ ИНДЕКС РАБОТ, помещенных в настоящем выпуске, в международной системе синда

Elen	ient	Quan-	Labo-	Work-	Energ	y (eV)	Pare	COMMENTS
S	Α	tity	ratory	type	min	max	I age	
ZR	000	SIN	FEI	REVW	8.0+5	2.0+7	52	KØTELNICØVA + ANAL EXPTS, CFD ENDFB/5
\mathbf{ZR}	000	DIN	FEI	REVW	9.0+5	4.0+6	52	KØTELNICØVA + ANAL EXPTS, CFD ENDFB/5
ZR	000	N2N	FEI	REVW	7.0+6	2.0+7	52	KØTELNICØVA + ANAL EXPTS, CFD ENDFB/5
ZR	000	NXN	FEI	REVW	1.5+7	2.0+7	52	KØTELNICØVA + N3N, ANAL EXPTS, CFD EVAL
ZR	000	NEM	FEI	REVW	1.4+7	-	52	KØTELNICØVA + N-SPEC, ANAL EXPTS, CFD
MO	000	SIN	FEI	REVW	5.0+5	2.0+7	52	KØTELNICØVA + ANAL EXPTS, CFD ENDFB/5
MO	·92	DIN	FEI	REVW	1.5+6	6.0+6	52	KØTELNICØVA + ANAL EXPTS, CFD ENDFB/5
MO	.94	DIN	FEI	REVW	8.0+5	6.0+6	52	KØTELNICØVA + ANAL EXPTS, CFD ENDFB/5
MO	96	DIN	FEI	REVW	8.0+5	5.0+6	52	KØTELNICØVA + ANAL EXPTS, CFD ENDFB/5
MO	98	DIN	FEI	REVW	7.0+5	5.0+6	52	KØTELNICØVA + ANAL EXPTS, CFD ENDFB/5
MO	100	DIN	FEI	REVW	5.0+5	5.0+6	52	KØTELNICØVA + ANAL EXPTS, CFD ENDFB/5
MO	000	N2N	FEI	REVW	8.0+6	2.0+7	52	KØTELNICØVA + ANAL EXPTS, CFD ENDFB/5
мо	000	NXN	FEI	REVW	1.5+7	2.0+7	52	KØTELNICØVA + N3N, ANAL EXPTS, CFD EVAL
MO	000	NEM	FEI	REVW	5.0+6	1.5+7	52	KØTELNICØVA + N-SPEC, ANAL EXPTS, CFD
IN	113	DIN	FEI	EXPT	6.5+6		50	LØVCHIKØVA + TØF, N-SPEC AT 2ANGS, GRPH
AU	197	NG	FEI	EXPT	3.0+3	4.2+5	44	KAZAKØV + TØF, VDG, TBL, CFD
TH	232	FRS	FEI	REVW	1.4+6	5.8+6	27	VØRØBEVA + FRAG AVG E-KIN, TBL
PA	231	NF	FEI	REVW	1.0+6	7.0+6	31	SMIRENKIN + ANAL EXPTS, TBL, GRPH, CFD
U	232	NF .	FEI	REVW	1.0+6	7.0+6	31	SMIRENKIN + ANAL EXPTS, TBL, GRPH, CFD
U	233	NF	FEI	REVW	1.0+6	7.0+6	31	SMIRENKIN + ANAL EXPTS, TBL, GRPH, CFD
U	234	NF	FEI	REVW	1.0+6	7.0+6	31	SMIRENKIN + ANAL EXPTS, TBL, GRPH, CFD
U	235	NF	FEI	REVW	1.0+6	7.0+6	31	SMIRENKIN + ANAL EXPTS, TBL, GRPH, CFD
Ú	235	NFY	FEI	EXPT	1.4+4	7.2+6	24	ANDRØSENKØ + FRAG ANGDIST ASYM CØFF
U	235	NU	FEI	EVAL	2.5-2	2.0+7	36	MALINØVSKIJ + NUBAR, ANAL EXPTS, TBL
U	235	FRS	FEI	REVW	1.8+5	5.6+6	27	VØRØBEVA + FRAG AVG E-KIN, TBL

Продолжение

Elen	nent	Quan-	Labo-	Work-	Energy	7 (eV)	Paga	COMMENTS
S	A	tity	ratory	туре	min	max	rage	
U	236	FRS	FEI	REVW	6.1+5	5.1+6	27	VØRØBEVA + FRAG AVG E-KIN, TBL
U	236	NF	FEI	REVW	1.0+6	7.0+6	31	SMIRENKIN + ANAL EXPTS, TBL, GRPH, CFD
U	236	NG	FEI	EXPT	3.0+3	4.2+5	· 44	KAZAKØV + TOF, VDG, TBL, CFD
U	238	NG	FEI	EXPT	1.0+4	1.4+5	41	KØNØNØV + SELF — ABSØRPT. FACTØR GVN,TBL
U	238	NF	FEI	REVW	1.0+6	7.0+6	31	SMIRENKIN + ANAL EXPTS, TBL, GRPH, CFD
NP	237	NF	FEI	REVW	1.0+6	7.0+6	31	SMIRENKIN + ANAL EXPTS, TBL, GRPH, CFD
PU	238	NF	FEI	REVW	1.0+6	7.0+6	31	SMIRENKIN + ANAL EXPTS, TBL, GRPH, CFD
PU	239	NF	FEI	REVW	1.0+6	7.0+6	31	SMIRENKIN + ANAL EXPTS, TBL, GRPH, CFD
PU	239	FRS	FEI	REVW	7.8+0	8.5+1	27	VØRØBEVA + FRAG AVG E-KIN, TBL
PU	240	NF	FEI	REVW	1.0+6	7.0+6	31	SMIRENKIN + ANAL EXPTS, TBL, GRPH, CFD
PU	241	NF	FEI	REVW	1.0+6	7.0+6	31	SMIRENKIN + ANAL EXPTS, TBL, GRPH, CFD
PU	242	NF	FEI	REVW	1.0+6	7.0+6	31	SMIRENKIN + ANAL EXPTS, TBL, GRPH, CFD
PU	244	NF	FEI	REVW	1.0+6	7.0+6	31	SMIRENKIN + ANAL EXPTS, TBL, GRPH, CFD
AM	241	NF	FEI	REVW	1.0+6	7.0+6	31	SMIRENKIN + ANAL EXPTS, TBL, GRPH, CFD
AM	242	NF	FEI	REVW	1.0+6	7.0+6	31	SMIRENKIN + META, ANAL EXPTS, CFD, TBL
AM	243	NF	FEI	REVW	1.0+6	7.0+6	31	SMIRENKIN + ANAL EXPTS, TBL, GRPH, CFD
CM	245	NF	FEI	REVW	1.0+6	7.0+6	31	SMIRENKIN + ANAL EXPTS, TBL, GRPH, CFD
CF	249	NF	FEI	REVW	1.0+6	7.0+6	31	SMIRENKIN + ANAL EXPTS, TBL, GRPH, CFD

Ответственный редактор Г.В. Зубова

Редакторы Н.С. Овсянникова, Е.И. Ходакова Технический редактор С.И. Халиллулина Корректоры М.А. Макеева, Е.М. Спиридонова

Подписано в печать 30.05.85. Т—13048. Формат 60х84 1/8. Набор на композере ИБМ-82. Печать офсетная. Печ.л. 8,0. Уч.-изд.л. 5,3. Тираж 340 экз. Индекс 3645. 12 статей. Зак.тип. № 573

> Отпечатано в ЦНИИатоминформе 127434, Москва, аб/ящ 971

УДК 539.12.123.6

СПЕКТР ПОЗИТРОНОВ РЕАКЦИИ $\tilde{\nu}_e + p \longrightarrow n + e^+$ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ НА РЕАКТОРЕ РОВЕНСКОЙ АЭС/С.Н. Кетов, В.И. Копейкин, Л.А. Микаэлян и др. — Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1985, вып. 2, с. 3—9.

При восстановлении экспериментального спектра позитронов реакции $\tilde{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ необходимо учитывать искажения, вносимые спектрометром, и деформацию спектра реакторных $\tilde{\nu}_e$ из-за изменения состава ядерного топлива. Представлены первые результаты восстановления спектра позитронов указанной реакции применительно к детектору НД-1 и реактору ВВЭР-440 Ровенской АЭС (рис. 5, табл. 2, список лит. – 15 назв.).

УДК 539.172.14+539.172.15

ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛНЫХ СЕЧЕНИЙ ОБРАЗОВАНИЯ КОРОТКОЖИВУЩИХ ЯДЕР ¹²N, ⁶He, ⁸Li ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ³He И ТРИТОНОВ С ИЗО-ТОПАМИ БОРА/ С.Н. Абрамович, Б.Я. Гужовский, В.А. Перешивкин. — Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1985, вып. 2, с. 10—14.

Излагаются результаты измерения полных сечений образования короткоживущих радионуклидов ¹²N, ⁶Не и ⁸Li при взаимодействии ¹⁰B+³He, ¹⁰B+^t и ¹¹B+^t. Измерения выполнены активационным методом с использованием пульсирующих пучков ионов ³Не в интервале энергий 2,2—4,4 МэВ и трития в интервале энергий 3—11 МэВ. Регистрация частиц при распаде продуктов исследуемых реакций осуществлялась диффузионно-дрейфовым кремниевым детектором. Мишени представляли собой тонкие слои бора природного изотопного состава и бора, обогащенного изотопом ¹⁰B. В полученных функциях возбуждения реакций ¹⁰B(³He, n)¹²N и ¹¹B(t, 2 α)⁶Не обнаружена структура, которую можно объяснить проявлением возбужденных состояний составных ядер. Абсолютные значения сечений находятся в удовлетворительном согласии с имеющимися данными (рис. 2, табл. 3, список лит. — 6 назв.).

УДК 539.172.14

СТРУКТУРА ФУНКЦИЙ ВОЗБУЖДЕНИЯ КАНАЛОВ ОБРАЗОВАНИЯ КОРОТКОЖИВУЩИХ ЯДЕР ⁶Не, ⁸Li, ⁹Li ПРИ РЕАКЦИИ ⁷Li+³H/C.H. Абрамович, Б.Я.Гужовский, С.А.Дунаева и др. — Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1985, вып. 2, с. 14—18.

Измерены сечения образования короткоживущих нуклидов ⁶Не, ⁸Li, ⁹Li с помощью активационного метода в интервале энергий ионов трития 2—10 МэВ. Прерывание ионного пучка проводилось с помощью электростатического отклонения. Регистрация β -частиц от наведенной активности в мишени осуществлялась с помощью сцинтилляционного счетчика, а регистрация запаздывающих α -частиц — кремниевого поверхностно-барьерного детектора. Мишени изготовляли из металлического лития природного изотопного состава и лития, обогащенного изотопом ⁶Li. В измеренных функциях возбуждения обнаружены проявления состояний ядер ⁹Ве и ¹⁰Ве (рис. 2, табл. 3, список лит. — 7 назв.).

УДК 539.1.072:681.3

ВКЛЮЧЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ ВНУТРЕННЕЙ КОНВЕРСИИ В МАССИВ ДАННЫХ ЕНСДФ/А.Е. Игнаточкин, Т.Д. Потанина, Е.Н. Шуршиков. — Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1985, вып. 2, с. 19—24.

Излагается методика автоматического включения табличных значений коэффициентов внутренней конверсии (КВК) в наборы данных о структуре ядер в формате ЕНСДФ, разработанная для малой ЭВМ 1010Б. Методика позволяет сделать выбор среди нескольких известных таблиц данных о КВК на машинных носителях. Необходимая точность интерполяции обеспечивается использованием сплайн-функций. При необходимости возможен вывод детальной дополнительной информации о КВК на подоболочках при различных предположениях о мультипольности перехода. Созданная программа позволяет получить те же результаты, что и программа HSICC, на малой ЭВМ и использовать больше таблиц, чем программа HSICC (табл. 3, список лит. — 8 назв.).

УДК 539.173.4

УГЛОВАЯ АНИЗОТРОПИЯ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ ²³⁵U НЕЙТРОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ 0,014-7,15 МэВ/ Х.Д. Андросенко, Г.Г. Королев, Д.Л. Шпак. — Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1985, вып. 2, с. 24-26.

С помощью трековой методики (стеклянных детекторов) в 4π -геометрии выполнены детальные измерения угловых распределений осколков деления 235 U нейтронами в диапазоне энергий 0,014—7,15 МэВ. Угловые распределения следуют в основном квадратичной зависимости от соз Θ . Экспериментальные данные об угловой анизотропии настоящей работы сравниваются с результатами других авторов (рис. 1, список лит. — 16 назв.).

УДК 539.173

СРЕДНЯЯ КИНЕТИЧЕСКАЯ ЭНЕРГИЯ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР/ В.Г. Воробьева, Б.Д. Кузьминов. — Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1985, вып. 2, с. 27—30.

Сделан обзор опубликованных после 1977 г. результатов измерений средней кинетической энергии при спонтанном и вынужденном делении нейтронами тяжелых ($Z \ge 90$) ядер, а также при делении заряженными частицами и фотоделении. Обзор включает числовые значения. Все экспериментальные данные приведены к единому стандарту. Потребность в числовых данных по средней кинетической энергии осколков деления ядер обусловлена практическими приложениями (табл. 8, список лит. – 40 назв.).

УДК 539.173.4

О ЗАВИСИМОСТИ СЕЧЕНИЙ ДЕЛЕНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР ОТ ЭНЕРГИИ НЕЙТРОНОВ В ОБЛАСТИ "ПЛАТО"/Г.Н. Смиренкин, Б.И. Фурсов. — Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1985, вып. 2, с. 31—36.

Приведены данные о сечениях деления и делимости ядер от палладия до калифорния быстрыми нейтронами в районе первого "плато" ($E_n = 1 \div 7$ МэВ). Сопоставлены энергетические зависимости сечений деления, делимости и сечения образования компаунд-ядра. Установлены некоторые закономерности, касающиеся энергетической зависимости делимости и ее изменения с изменением нуклонного состава ядра (рис. 4, табл. 1, список лит. — 10 назв.).

УДК 539.173

ОЦЕНКА ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЗАВИСИМОСТИ СРЕДНЕГО ЧИСЛА МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ $\bar{\nu}_{\rm p}$ ПРИ ДЕЛЕНИИ ЯДЕР ²³⁵U НЕЙТРОНА-МИ В ДИАПАЗОНЕ 0—20 МэВ/В.В. Малиновский, М.З. Тараско. — Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1985, вып. 2, с. 36—41.

Наиболее подробные наборы экспериментальных данных о величине $\overline{\nu}_{\rm p}$ при делении ²³⁵U нейтронами были проанализированы и в необходимых случаях исправлены. Зависимость $\overline{\nu}_{\rm p}$ (E_n) описана кусочно-линейным приближением с учетом погрешностей экспериментов. Оценка сделана для диапазона энергий нейтронов 0,0253 эВ—20 МэВ. Результаты работы сравниваются с другими оценками, в частности библиотеки ENDF/B-V. Различие оценок не превышает 1% (рис. 2, табл. 2, список лит. — 28 назв.).

УДК 539.172.4

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФАКТОРОВ РЕЗОНАНСНОЙ САМОЭКРАНИРОВКИ СЕЧЕНИЯ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА НЕЙТ-РОНОВ ДЛЯ ²³⁸U В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 10—140 кэВ/В.Н. Кононов, Е.Д. Полетаев, М.В. Боховко и др. — Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1985, вып. 2, с. 41—44.

Описывается метод экспериментального определения факторов резонансной самоэкранировки сечения захвата для ²³⁸U, основанный на одновременном измерении пропускания по полному сечению и парциального пропускания (самоиндикации) сечения захвата. Измерения проводили на спектрометре нейтронов по времени пролета на импульсном ускорителе Ван-де-Граафа ЭГ-1 ФЭИ. Полученные результаты согласуются с данными групповых констант БНАБ (рис. 1, табл. 2, список лит. — 6 назв.). УДК 539.172.4

ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЙ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ ДЛЯ 236U И 197Au В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 3-420 кэВ/Л.Е. Казаков, В.Н. Кононов, Е.Д. Полетаев и др. — Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1985, вып. 2, с. 44-49.

Эксперимент по измерению сечения захвата выполнен методом времени пролета на импульсном ускорителе Ван-де-Граафа ЭГ-1 Физико-энергетического института. Для получения абсолютных значений сечений применяли технику насыщенного резонанса, а нейтронный поток измеряли относительно сечения реакций ⁶Li (n, α)³H и ¹⁰B (n, $\alpha\gamma$)⁷Li (рис. 2, табл. 3, список лит. — 15 назв.).

УДК 539.171.017

СПЕКТРЫ НЕЙТРОНОВ ИЗ РЕАКЦИИ ¹¹³In(n, n^{*}) ПРИ ЭНЕРГИИ 6,5 МэВ/Г.Н. Ловчикова, А.В. Поляков, О.А. Сальников и др. — Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1985, вып. 2, с. 50—51.

Методом времени пролета измерены дважды дифференциальные сечения неупругого рассеяния нейтронов с энергией 6,5 МэВ на 113In под углами 45° и 135°. Измерения под углом 135° выполнены авторами впервые. Экспериментальные результаты в измерениях под углом 45° подтверждают данные, полученные авторами ранее. Сравниваются экспериментальные сечения с предсказаниями теоретических моделей (рис. 2, список лит. — 12 назв.).

УДК 539.172.4

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ И ОЦЕНЕННЫЕ ДАННЫЕ О СЕЧЕНИЯХ РЕАК-ЦИЙ (n, n[^]), (n, 2n) И (n, 3n) НА ЦИРКОНИИ И МОЛИБДЕНЕ/Г.В. Котельникова, Г.Н. Ловчикова, О.А. Сальников, С.П. Симаков. — Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1985, вып. 2, с. 52—57.

Проведены компиляция и анализ экспериментальных данных по полным сечениям реакций (n, n^{*}), (n, 2n) и (n, 3n), функциям возбуждения отдельных уровней и спектрам нейтронов эмиссии для циркония и молибдена. Результаты экспериментов сравниваются с оцененными данными из библиотек ENDF и ENDL. Показана необходимость коррекции некоторых характеристик взаимодействия нейтронов с цирконием и молибденом из этих библиотек в связи с последними экспериментальными данными (рис. 9, список лит. — 42 назв.). Цена 1 р. 50 к.

Индекс 364

Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы, 1985, вып. 2, с.1-58.