

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ ИНDC(СССР)-279/G
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:
Ядерные константы

ВЫПУСК

3

1987

Сборник подготовлен Физико-энергетическим институтом
и Комиссией по ядерным данным

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Главный редактор О.Д. КАЗАЧКОВСКИЙ

НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

Зам. главного редактора Б.Д. КУЗЬМИНОВ

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

КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Зам. главного редактора Ф.Е. ЧУКРЕЕВ

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

ЯДЕРНО-РЕАКТОРНЫЕ ДАННЫЕ

Зам. главного редактора М.Ф. ТРОЯНОВ

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

Ответственный секретарь В.В. Возяков

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

ТАЛОН ОБРАТНОЙ СВЯЗИ
по оценке использования статей научно-
технического сборника "Вопросы атомной
науки и техники", серия
Ядерные константы, 1987, вып.3

№№	Наименование статей	Использована		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
	Клепацкий А.Б., Коньшин В.А., Мас- лов В.М., Суховицкий Е.Ш. ^{235}U в об- ласти энергий быстрых нейтронов					
	Коньшин В.А., Породинский Д.В., Сухо- вицкий Е.Ш. Энергетические распределения вторич- ных нейтронов ^{235}U					
	Бычков В.М., Грудзевич О.Т., Дяко- ва В.И. Систематика радиационных ширин и па- раметров плотности уровней в диапазо- не массовых чисел $40 < A < 250$					
	Григорьев Е.И., Мелехин Ю.А., Ярина В.П. Интегральные сечения реакций $^{51}\text{U}(n, \alpha)^{48}\text{Se}$, $^{93}\text{Nb}(n, 2n)^{92}\text{Nb}$, $^{90}\text{Zr}(n, 2n)^{89}\text{Zr}$					
	Филиппов В.В. Корректировка детальной энергетичес- кой зависимости полного нейтронного сечения по пропусканию толстых образ- цов					
	Бадиков С.А., Пашенко А.Б. Аппроксимация сечений реакций с выле- том заряженных частиц вблизи порога					
	Тихонов С.В., Шорин В.С. О форме спектров быстрых нейтронов в экспериментах по измерению ядерных констант на электростатических ускорителях					
	Бочарова И.М., Гудников В.Е., Смирен- кин Г.Н., Солдатов А.С., Юнас Ш. Угловые распределения осколков фото- деления ^{234}U и ^{238}U					
	Гречухин Д.П., Солдатов А.А. Изменение скорости конверсионного пе- рехода $M2+E3$ ($h\nu = 2,38 \pm 0,36$ кэВ) изомера $^{90\text{m}}\text{Nb}$ при вариациях конфигу- рации валентной зоны оболочки атома					
	Калашников М.В. Масштабная оценка влияния сглаживания резонансных сечений на критические радиусы голых сферических размножа- ющих систем					
	Ваньков А.А., Колесов В.В., Украин- цев В.Ф. Групповые константы ^{233}U , ^{235}U и ^{239}Pu в резонансной области					

1987 г.

Начальник ОНТИ

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

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

Серия: ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ

Научно-технический сборник

Выпуск 3

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

Москва

Издается с 1971 г.

1987

СО Д Е Р Ж А Н И Е

НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

Клепацкий А.Б., Коньшин В.А., Маслов В.М., Суховицкий Е.Ш. Анализ нейтронных сечений ^{235}U в области энергий быстрых нейтронов	3
Коньшин В.А., Породинский Д.В., Суховицкий Е.Ш. Энергетические распределения вторичных нейтронов ^{235}U ...	10
Бычков В.М., Грудзевич О.Т., Пляскин В.И. Систематика радиационных ширин и параметров плотности уровней в диапазоне массовых чисел $40 < A < 250$	14
Григорьев Е.И., Мелехин Ю.А., Ярына В.П. Интегральные сечения реакции $^{51}\text{V}(n, \alpha)^{48}\text{Sc}$, $^{93}\text{Nb}(n, 2n)^{92}\text{Nb}$, $^{90}\text{Zr}(n, 2n)^{89}\text{Zr}$	27
Филиппов В.В. Корректировка детальной энергетической зависимости пол- ного нейтронного сечения по пропусканию толстых образцов	30
Бадиков С.А., Пашенко А.Б. Аппроксимация сечений реакций с вылетом заряженных частиц вблизи порога	34
Тихонов С.В., Шорин В.С. О форме спектров быстрых нейтронов в экспериментах по измерению ядерных констант на электростатических ускорителях	39
Бочарова И.Е., Рудников В.Е., Смиренин Г.Н., Солдатов А.С., Охас Ш. Угловые распределения осколков фотоделения ^{234}U и ^{238}U ...	47

КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА
И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Гречухин Д.П., Солдатов А.А.

Изменение скорости конверсионного перехода $M2 + E3$ ($\hbar\omega = 2,38 \pm 0,36$ кэВ) изомера ^{90m}Tl при вариациях конфигураций валентной зоны оболочки атома	52
--	----

ЯДЕРНО-РЕАКТОРНЫЕ ДАННЫЕ

Калашиков М.В.

Масштабная оценка влияния сглаживания резонансных сечений на критические радиусы голых сферических размножающих систем	68
--	----

Ваньков А.А., Колесов В.В., Украинцев В.Ф.

Групповые константы ^{233}U , ^{235}U и ^{239}Pu в резонансной области	77
--	----

Библиографический индекс работ, помещенных в настоящем выпуске, в Международной системе СИИДА	83
--	----

НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

УДК 539.172.4

АНАЛИЗ НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ ^{235}U
В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ

А. Б. Клепацкий, В. А. Коньшин, В. М. Маслов,
Е. Ш. Суховицкий

ANALYSIS OF ^{235}U NEUTRON CROSS-SECTIONS IN THE FAST NEUTRON ENERGY REGION. The results of evaluation of those ^{235}U neutron cross-sections for which a few experimental data are available are given. A special emphasis is made to excitation functions for neutron inelastic scattering. The results of the present evaluation is compared with the ENDF/B-V data.

Необходимость проведения оценки полной системы ядерных данных ^{235}U вызвана появлением новых экспериментальных данных и созданием более корректных теоретических моделей расчета нейтронных сечений [1]. Появились результаты новых экспериментов по сечению деления, полному сечению, параметру α . В области низких энергий получены экспериментальные данные о разделенном по спинам составного ядра сечении деления, что позволило разрешить большое число близких резонансов. Успехи в теоретической интерпретации нейтронных сечений позволили использовать при оценке ядерных данных метод связанных каналов (в том числе и для ядер с большим значением спина основного состояния), корректные модели плотности уровней и переходных состояний деления, многокаскадную статистическую модель с учетом возможности предравновесного распада.

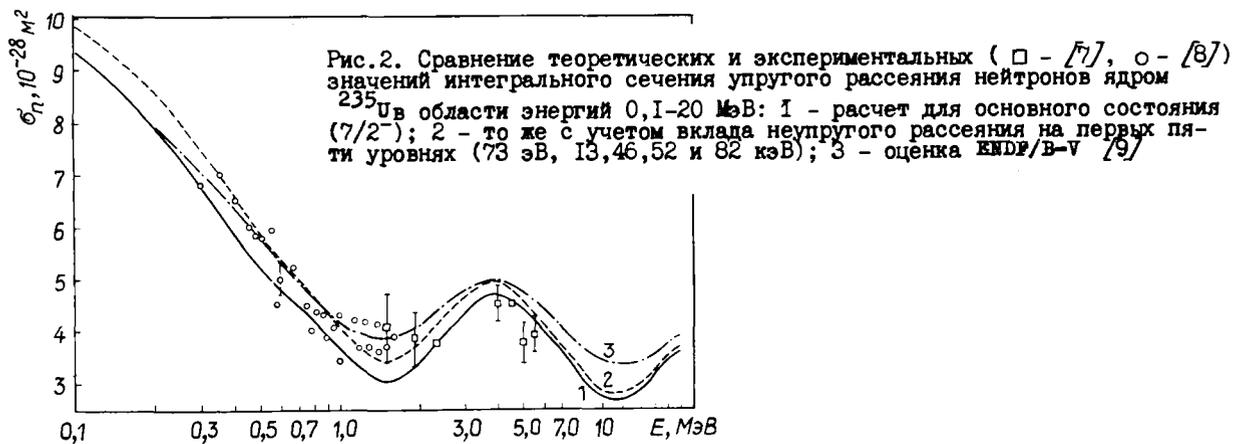
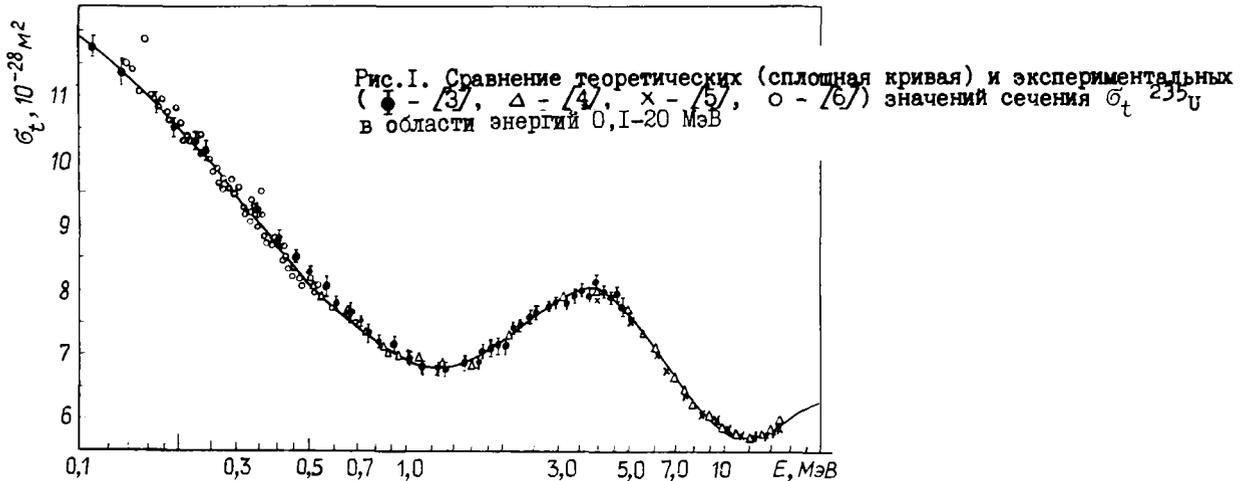
Настоящая работа посвящена особенностям оценки нейтронных данных в области энергий быстрых нейтронов. Уделяется внимание оценке тех типов сечений, для которых имеется мало экспериментальных данных или они противоречивы.

Полное сечение взаимодействия, сечения потенциального и прямого неупругого рассеяний оценивались на основе расчетов по методу связанных каналов с потенциалом, полученным для группы актиноидов [2]. С учетом предложенной изотопической зависимости параметры потенциала для ^{235}U равны:

$$\begin{aligned} V_R &= 46,03 - 0,3E; \quad z_R = 1,256 \text{ фм}; \quad \alpha_R = 0,626 \text{ фм}; \\ W_0 &= \begin{cases} 3,05 + 0,4E & (E \leq 10 \text{ МэВ}), \quad z_D = 1,260 \text{ фм}; \\ 7,05 & (E > 10 \text{ МэВ}), \quad \alpha_D = 0,555 + 0,004E; \end{cases} \\ V_{S0} &= 7,5 \text{ МэВ}; \quad \beta_2 = 0,201; \quad \beta_4 = 0,072. \end{aligned}$$

Вычисления проводились с учетом связи пяти уровней основной ротационной полосы до энергий около 3 МэВ, а выше - в адиабатическом приближении. Одновременно были получены нейтронные проникаемости, необходимые для расчетов по статистической модели. Расчетные и экспериментальные [3-6] данные по полному сечению σ_t ^{235}U приведены на рис.1. Отличие теоретических и экспериментальных значений сечений - не более 2%, что не превышает ошибки оцененной кривой. На рис.2-4 сравниваются экспериментальные и теоретические (расчет по методу связанных каналов и статистической модели) сечения интегрального упругого взаимодействия и угловые распределения рассеянных нейтронов. Из рис.2 можно сделать вывод, что старые данные по измерению сечения упругого рассеяния [7,8], полученные в экспериментах с недостаточно высоким разрешением по энергии, содержат вклад неупругого рассеяния нейтронов на низколежащих уровнях. Этот вклад составляет около 10% в области энергий до 2 МэВ и около 5% в области энергий 3-20 МэВ. Как видно из рис.3, согласие с экспериментальными данными хорошее, что свидетельствует о корректности рас-

четов прямых и компаундных процессов, так как при энергии 0,7 МэВ вклад процессов, протекающих через образование составного ядра, значителен (для уровня 46 кэВ $\sigma_{\text{сост}} = 0,168 \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$, $\sigma_{\text{прям}} = 0,143 \cdot 10^{-28} \text{ м}^2$), а при 3,4 МэВ - менее 0,02%. Из рис.4 видно, что данные по угловым распределениям упругорассеянных нейтронов [11], полученные с невысоким энергетическим разрешением, могут быть проанализированы только с учетом вклада от неупругого рассеяния нейтронов на нижних уровнях (по крайней мере, двух - трех). Поэтому оценки, основанные на разложении по полиномам Лежандра экспериментальных данных, как правило, значительно недооценивают анизотропию упругого рассеяния.



Обобщенная оптическая модель ядра приводит к изменению коэффициентов нейтронных проникаемостей для различных парциальных волн. Корректность расчета нейтронных проникаемостей влияет в первую очередь на величину сечения образования составного ядра, следовательно, на надежность расчета и оценки сечения неупругого рассеяния, как полного, так и на отдельных уровнях.

При расчете сечений неупругого рассеяния ^{235}U по статистической модели были использованы коэффициенты нейтронных проникаемостей, рассчитанные по методу связанных каналов. В области энергий, больших энергии последнего дискретного уровня (426,7 кэВ), был использован непрерывный спектр уровней. Для предсказания энергетической зависимости плотности уровней в нейтронном канале и переходных состояний деления была использована сверхтекучая модель ядра с учетом коллективных эффектов [12]. Такой подход позволил хорошо описать экспериментальные данные о сечениях возбуждения дискретных уровней ^{238}U , ^{239}Pu [1], поэтому был использован и для ^{235}U .

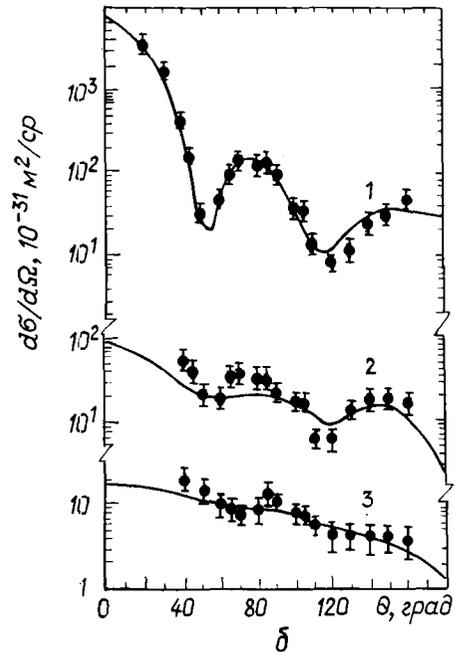
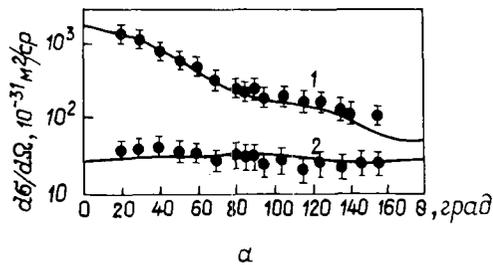


Рис.3. Сравнение теоретических (сплошная кривая) и экспериментальных данных (● - [10]) по угловому распределению рассеянных нейтронов на ^{235}U при энергиях 0,7 МэВ (а) и 3,4 МэВ (б) для уровней $7/2^-$ - основное состояние, $1/2^+$ - 73 эВ, $3/2^+$ - 13 кэВ (кривая 1); $9/2^-$ - 46,2 кэВ, $5/2^+$ - 51,7 кэВ (кривая 2) и для уровня $11/2^-$ - 103 кэВ (кривая 3)



Рис.4. Сравнение теоретических и экспериментальных (● - [11]) данных по угловому распределению рассеянных нейтронов на ^{235}U при энергии 14 МэВ. Результаты настоящих расчетов: кривая 1 - сумма уровней ($7/2^-$ - основное состояние, $9/2^-$ - 46,2 кэВ, $11/2^-$ - 103 кэВ, $13/2^-$ - 170,7 кэВ); кривая 2 - уровень $7/2^-$; кривая 3 - $9/2^-$; кривая 4 - $11/2^-$; кривая 5 - $13/2^-$

Основная трудность в экспериментах по измерению сечения неупругого рассеяния нейтронов на ^{235}U - вычитание спектра деления из общего спектра и вычитание неупругих вкладов низколежащих уровней из упругого пика. Авторы работы [13] в эксперименте с недостаточно высоким энергетическим разрешением определили сечение неупругого рассеяния нейтронов для групп уровней ^{235}U . На рис.5 приводится сравнение экспериментальных [7,13,14] и полученных нами теоретических данных для трех групп уровней. Из рисунка видно, что теоретические и имеющиеся экспериментальные данные интегрального характера согласуются в пределах экспериментальных погрешностей. Более детальное сравнение провести трудно из-за низкого энергетического разрешения в эксперименте [13] (не ясно, например, был ли включен уровень 150,5 кэВ в экспериментально измеренное сечение $\sigma_{nn'}$ для группы уровней $100 < Q < 150$ кэВ). Сделать окончательные выводы относительно действительности используемой теоретической модели расчета сечения $\sigma_{nn'}$ пока трудно, поскольку экспериментальные данные по функциям возбуждения отдельных уровней ^{235}U при неупругом рассеянии нейтронов полностью отсутствуют. Отметим, что рассчитанные авторами сечения неупругого рассея-

ния $\sigma_{nn'}$ в области 1–2,5 МэВ лежат несколько выше экспериментальных данных [7,13], полученных с плохим энергетическим разрешением (кривая 6 рис.5), подтверждая сделанное выше предположение, что в этих экспериментах вклад от низколежащих уровней был включен в упругое рассеяние.

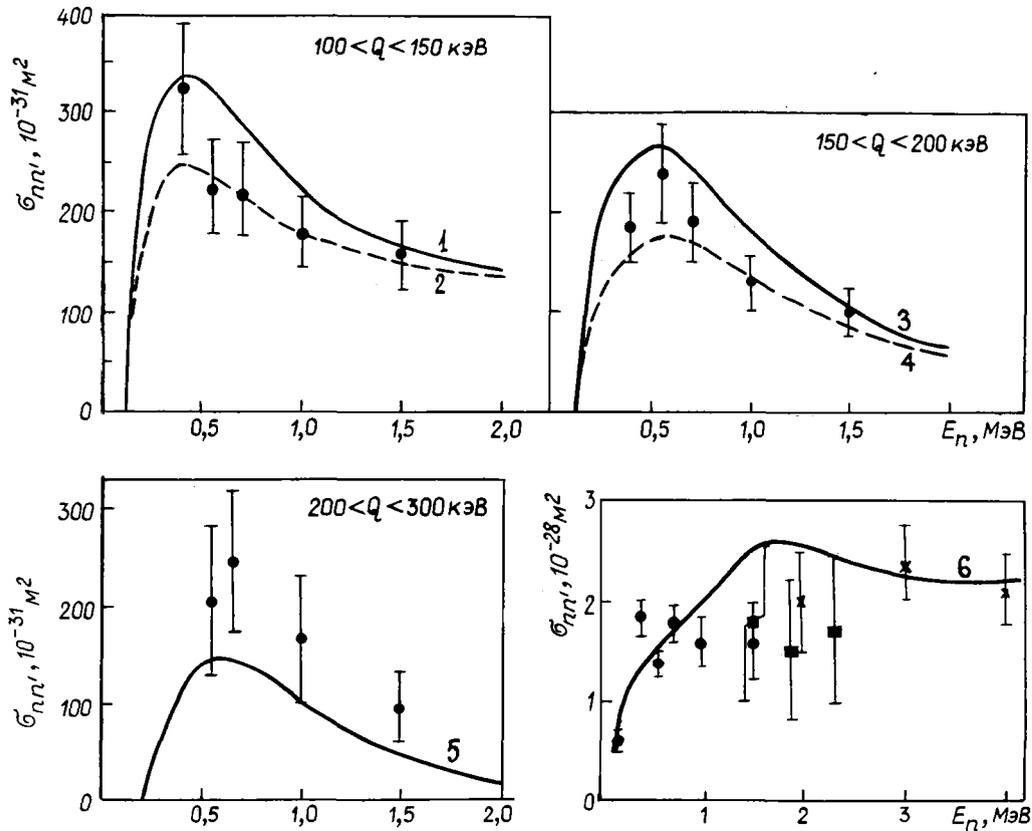


Рис.5. Сравнение теоретических и экспериментальных (■ - [7], ● - [13] x - [14]) данных по возбуждению групп уровней ^{235}U при неупругом рассеянии нейтронов. Сумма уровней: кривая 1 - 103; 129,3 и 150,5 кэВ; кривая 2 - 103 и 129,3 кэВ; кривая 3 - 170,7; 171,4; 197,1 и 150,5 кэВ; кривая 4 - 170,7 и 197,1 кэВ; кривая 5 - 225,4; 291,1; 294,7 кэВ. Кривая 6 - полное сечение неупругого рассеяния

Сравнение результатов настоящей работы с данными ENDF/B-V [9] (рис.6) по функциям возбуждения уровней показывает сильное различие результатов, связанное с неучетом в работе [9] вклада прямых процессов. В оценке [9] отсутствует уровень 170,73 кэВ, а сечение возбуждения уровня 172 кэВ включает, по-видимому, сечение возбуждения двух уровней (170,73 и 171,36) нашей оценки. Кроме того, существуют различия и в величинах рассчитанных компаундных вкладов в функции возбуждения уровней, обусловленные недостаточно корректными в работе [9] методами расчета сечения $\sigma_{nn'}$, схемой уровней и способом учета конкуренции деления. Естественно, что различия, проявляющиеся в сечениях возбуждения уровней, сказались и на полном сечении неупругого рассеяния (рис.7). Результаты настоящей работы и оценки ENDF/B-V [9] в отношении сечения $\sigma_{nn'}$ различаются в 1,5–2 раза. Большая часть различий в области 0,1–5,0 МэВ связана с учетом вклада прямых процессов в низколежащие состояния ^{235}U , которым пренебрегалось в оценке ENDF/B-V. В области же энергий выше 7 МэВ большее значение сечения $\sigma_{nn'}$, полученное в настоящей работе, обусловлено включением предравновесных процессов в нашу оценку. Оба этих эффекта приводят к ужесточению спектра испущенных нейтронов.

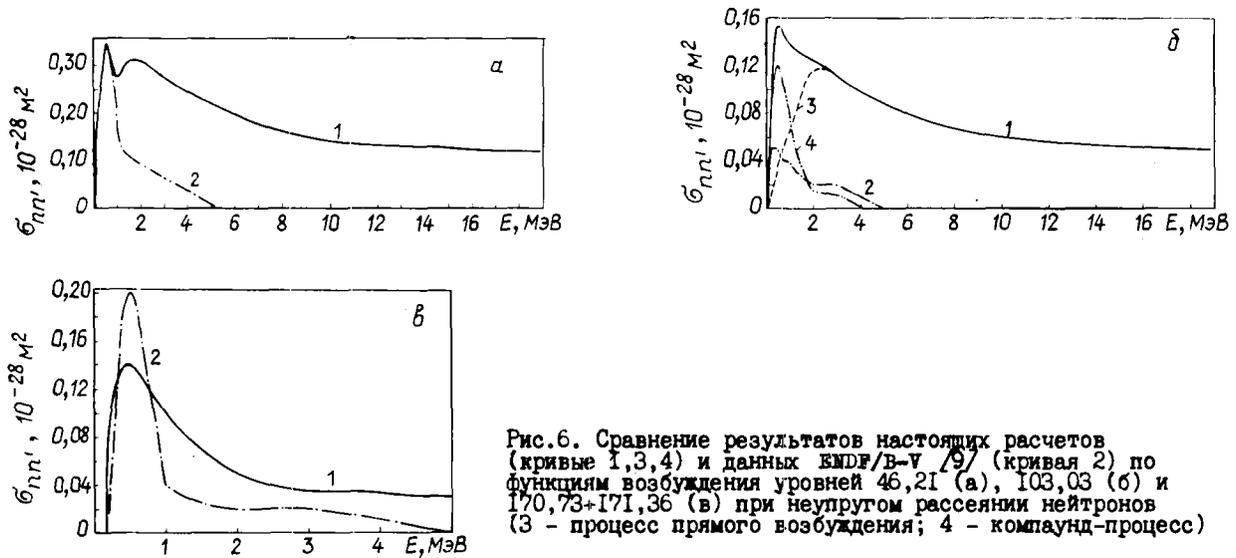


Рис.6. Сравнение результатов настоящих расчетов (кривые 1,3,4) и данных ENDF/B-V [9] (кривая 2) по функциям возбуждения уровней 46,21 (а), 103,03 (б) и 170,73+171,36 (в) при неупругом рассеянии нейтронов (3 - процесс прямого возбуждения; 4 - компаунд-процесс)

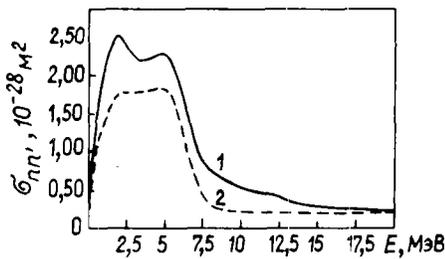


Рис.7. Сечение полного неупругого рассеяния нейтронов для ^{235}U от порога до 20 МэВ: 1 - результат настоящей работы; 2 - ENDF/B-V [9]

Экспериментальных данных по сечениям реакций $(n, 2n)$ и $(n, 3n)$ мало [15-17], и они противоречивы. Решить проблему оценки сечений этих реакций можно, используя согласованное описание сечений деления и реакций $(n, 2n)$ и $(n, 3n)$. При этом для корректного определения вкладов эмиссионного деления в реакциях типа (n, xn_f) , где $x = 1, 2, \dots$, в полное сечение деления, кроме делимостей соответствующих ядер необходимо знание спектра неупругорассеянных нейтронов.

Для определения делимостей ядер использовались результаты работы [18], в которой показано, что с учетом коллективных, сверхтекучих и оболочечных эффектов в плотности уровней равновесно- и сильнодеформированных состояний, а также деформаций, нарушающих и зеркальную симметрию делящегося ядра в седловых конфигурациях, в модели двугорбого барьера деления можно воспроизвести энергетическую зависимость экспериментальных сечений деления изотопов урана и плутония в области первого "плато".

Наличие экспериментальных данных по всем типам нейтронных сечений выше порога реакции $(n, n'f)$ и по спектрам вторичных нейтронов для ^{238}U дает уникальную возможность согласованного описания сечений реакций (n, F) , $(n, 2n)$ и $(n, 3n)$ в области энергий нейтронов до 20 МэВ. Параметризация спектров вторичных нейтронов для ^{238}U в рамках модели предравновесного распада сделала возможным воспроизведение сечения деления в области энергий 1-20 МэВ и, как следствие, оценку сечений реакций (n, xn) . Из условий оптимального описания жесткой части спектров для ^{238}U было определено [19] значение основного параметра модели предравновесного распада (матричного элемента двухчастичных взаимодействий, равного $10/\text{А}^3$), которое было использовано для ^{235}U . Для описания сечений вблизи порогов плотность уровней в нейтронном и делительном каналах была аппроксимирована моделью постоянной температуры, параметры которой определялись из условия гладкой "сшивки" с моделью сверхтекучего ядра [12].

Такой подход позволил воспроизвести сечение $\sigma_{n,f}$ в пределах ошибок экспериментальных данных практически во всей рассматриваемой области энергий (рис.8). Оценки поведения сечения первого "шанса" деления $\sigma_{n,f}$ [9,20] и, как следствие, других "шансов" весьма противоречивы и при энергии выше порога реакции $(n, n'f)$ различаются в несколько раз. Слабый спад рассчитанного нами сечения $\sigma_{n,f}$ объясняется ростом вклада неравновесного компонента в спектр неупругорассеянных нейтронов.

На рис.9 сравниваются оцененные сечения реакций $(n, 2n)$ и $(n, 3n)$ с экспериментальными данными, перенормированными с учетом современных стандартов по сечению $\sigma_{n,f}$ для ^{235}U и ^{238}U и по числу $\bar{\nu}_p$ для ^{252}Cf . Как видно из рис.9, наша оценка сечения $\sigma_{n,2n}$ хорошо согласуется с экспериментальными данными [17] и [15], за исключением точки 14 МэВ, а оценка сечения $\sigma_{n,3n}$ с данными работы [16]. Оценка БИДФ/В-В [9] сечений $\sigma_{n,2n}$ и $\sigma_{n,3n}$ не согласуется с имеющимися экспериментальными данными.

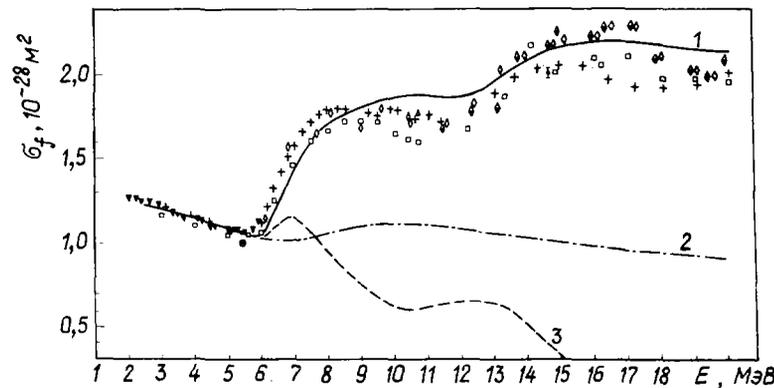


Рис.8. Сравнение теоретических и экспериментальных (взяты из работы [1]) данных по сечению деления ^{235}U . Расчеты настоящей работы: 1 - сечения деления; 2 - первого "шанса" деления. Кривая 3 - оценка первого "шанса" деления, полученная в работе [20]

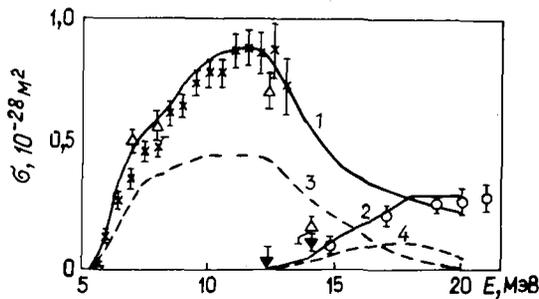


Рис.9. Сравнение оцененных значений сечений $(n, 2n)$ -реакций (кривые 1,3) и $(n, 3n)$ -реакций (кривые 2,4) настоящей работы (кривые 1,2) и БИДФ/В-В [9] (кривые 3,4) с экспериментальными данными: Δ - $\sigma_{n,2n}$ [15]; \times - $\sigma_{n,2n}$ [17]; ∇ - $\sigma_{n,3n}$ [15]; \circ - $\sigma_{n,3n}$ [16]

Полная информация по оцененным данным сечений σ_t , σ_n , $\sigma_{n,f}$, $\sigma_{nn'}$, $\sigma_{nn'}(E_q)$, σ_f , $\sigma_{n,2n}$, $\sigma_{n,3n}$, $\bar{\nu}_t$, угловым распределениям упруго- и неупругорассеянных нейтронов, спектрам вторичных нейтронов содержится в работе [1].

На основе изложенного можно сделать вывод, что полная система оцененных ядерных данных для ^{235}U в области энергий от 10^{-5} эВ до 20 МэВ [1] создана с использованием корректных теоретических моделей, реализующих современные физические представления, и с учетом совокупности имеющихся экспериментальных результатов.

Список литературы

1. Кольшин В.А., Андипов Г.В., Суховицкий Е.Ш. и др. Оцененные нейтронные константы ^{235}U . Минск: Наука и техника, 1985.
2. Клепацкий А.Б., Кольшин В.А., Суховицкий Е.Ш. Метод связанных каналов и оценка нейтронных данных делящихся ядер. - Изв. АН БССР. Сер. физ.-энерг. наук, 1984, № 2, с.21-29.
3. Peenitz W.R., Whalen J.P., Smith A.B. Total neutron cross-sections of heavy nuclei. - In: Nucl.data for technol.: Proc.of the Intern.conf. (Knoxville, 1979). Washington, 1980, p.698-704.
4. Schwartz R.B., Schrack R.A., Heaton H.T. Total neutron cross-sections of ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu from 0,5 to 15 MeV. - Nucl.Sci. and Engng, 1974, v.54, p.322-326.
5. Foster D.G., Jr., Glasgow D.W. Neutron total cross-sections at 2,5-15,0 MeV. 1. Experimental. - Phys.Rev., 1971, v.03, p.576-603.
6. Gabe I., Cance M., Adam A. e.a. Measure des sections efficaces totales neutroniques du carbone, du nickel, de ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu entre 0,1 MeV et 6 MeV. - In: Nucl.data for reactors: Proc.of the Intern.conf. (Helsinki, 1970). Vienna: IAEA, 1970, v.2, p.31-37.
7. Knitter H.H., Islam M.M., Coppola M. Investigation of fast neutron interaction with ^{235}U . - Z.Physik, 1972, v.257, p.108-123.
8. Smith A.B. Elastic Scattering of fast neutrons from ^{235}U . - Nucl.Sci. and Engng., 1964, v.18, p.126-129.
9. Bhat M.R. Evaluated nuclear data file/B, version V, MAT 1395, 1977.
10. Haouat G., Lachkar J., Lagrange Ch. e.a. Neutron scattering cross-sections for ^{232}Th , ^{233}U , ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu and ^{242}Pu between 0,6 and 3,4 MeV. - Nucl.Sci.and Engng, 1982, v.81, p.491-511.
11. Kammerdiener I. Neutron spectra emitted by ^{239}Pu , ^{238}U , ^{235}U , Pb, Nb, Ni, Al and C irradiated by 14 MeV-neutrons: Rep. UCRL-51232, Livermore, 1972.
12. Игнатюк А.В., Истеков К.К., Смиренкин Г.Н. Роль коллективных эффектов при систематике плотности уровней ядер. - Ядерная физика, 1979, т.29, с.875-883.
13. Armitage B.H., Ferguson A.T.G., Montague J.H. e.a. Inelastic scattering of fast neutrons by ^{235}U . - In: Nucl.data for reactors (Paris, 1966): Proc. of the Intern.conf. Vienna: IAEA, 1967, p.383-392.
14. Batchelor R., Wyld K. Neutron scattering by ^{235}U and ^{239}Pu for incident neutrons of 2,3 and 4 MeV: Rep. AWRE-055/69. Aldermaston, 1969.
15. Mather D.S. e.a. Measurement of (n,2n) cross-sections for incident energies between 6 and 14 MeV: Rep. UKAEA, AWRE-0-72/72, Nov.1972.
16. Veaser L.R., Arthur E.D. In: Measurements of (n,3n) cross-sections for ^{235}U and ^{238}U neutron physics and nuclear data: Proc. of the Intern.conf. (Harwell, 1978). OECDNEA, 1978, p.1054-1058.
17. Frehaut J., Bertin A., Bois R. Measurement of the ^{235}U (n,2n) cross-section between threshold and 13 MeV. - Nucl.Sci. and Engng, 1980, v.74, p.29-33.
18. Игнатюк А.В., Клепацкий А.Б., Маслов В.М., Суховицкий Е.Ш. Анализ сечений деления изотопов U и Pu нейтронами в области первого "плато". - Ядерная физика, 1985, т.42, вып.3(9), с.569-с.569-577.
19. Грудзевич О.Т., Игнатюк А.В., Маслов В.М., Пащенко А.Б. Согласованное описание сечений реакций (n,n'f) и (n,xn) для трансурановых ядер. - В кн.: Нейтронная физика: Материалы 6-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 2-6 октября 1983 г. Т.2. М: ЦНИИАтоминформ, 1984, с.318-323.
20. Madland D.G., Nix J.R. New calculation of prompt fission neutron spectra and average prompt neutron multiplicities. - Nucl.Sci.and Engng, 1982, v.81, p.213-271.

Статья поступила в редакцию 14 апреля 1986 г.

ENERGY DISTRIBUTIONS OF SECONDARY NEUTRONS FOR ²³⁵U. Calculations of particle secondary neutron spectra emitted in reactions (n, n'), (n, 2n), (n, 3n), (n, n'f) and (n, 2nf) are carried out. A rather simple theoretical model tested against results for a summary secondary neutron spectrum obtained by STAPRE is used. It is shown that the shape of pre-fission neutron spectra differs from Maxwellian.

В работе [1] продемонстрирована возможность самосогласованного описания реакций (n, 2n), (n, 3n), (n, xn_f) и суммарных спектров нейтронов этих реакций для ²³⁸U и ²³⁵U на основе теоретической модели, учитывающей такие аспекты, как корректный расчет нейтронных проникаемостей и, как следствие, сечения образования составного ядра, учет предравновесного испускания нейтронов, расчет плотности уровней в нейтронном и делительном каналах в рамках сверхтекучей модели ядра с учетом оболочечных и коллективных эффектов.

Однако программа, реализующая описанную модель [2], не в состоянии предсказывать спектры каждого из последовательно испущенных нейтронов для конкретных реакций, а дает лишь суммарные спектры нейтронов из реакций (n, n'), (n, xn).

Для расчета энергетических распределений вторичных нейтронов конкретных реакций была разработана простая модель, не учитывающая зависимости от спина J, однако позволяющая получать спектры нейтронов из этих реакций. Спектр первых нейтронов реакции (n, xn) находим как сумму спектра предравновесно испущенных нейтронов, определяемого экситонной моделью [3], и нейтронов равновесной части, определяемой в виде [4]

$$I_p^{(1)}(E_n, E') = E' \sigma_c(E_n, E') \rho(E_n - B_n - E'),$$

где E_n - энергия налетающего нейтрона; E' - энергия испущенного нейтрона; $\sigma_c(E_n, E')$ - сечение реакции, обратной испусканию нейтрона; ρ - плотность состояний остаточного ядра; B_n - энергия отрыва нейтрона.

Суммарный спектр первого нейтрона является суммой предравновесного и равновесного спектров с определенными долями. Доля предравновесной части спектра по отношению к компаундному сечению определяется матричным элементом двухчастичных взаимодействий M^2 , равным $10/A^3$ [5]. Этот спектр определяет распределение возбуждения остаточных ядер после испускания первого нейтрона $\chi^1(E)$. Нетрудно получить распределение вероятности возбуждений ядер после вылета (n+1)-го нейтрона:

$$\chi^{n+1}(E) = \int_{E+B_n}^{E_n} \chi^n(E') S^A(E', E) dE',$$

где $S^A(E', E)$ - вероятность для ядра A с возбуждением E' испустить нейтрон с энергией $E' - E - B_n$ и превратиться в ядро A-1 с возбуждением E.

Вероятность $S^A(E', E)$ нормирована условием

$$\int_0^{E'-B_n} S^A(E', E) dE = \frac{\Gamma_n^A(E')}{\Gamma^A(E')},$$

где $\Gamma_n(E')$, $\Gamma(E')$ - нейтронная и полная ширины.

Если считать, что второй и последующие нейтроны испускаются из равновесного состояния, то спектр $I_p^{(n)}$ определяет $S^A(E', E)$ с точностью до нормировки $f(E')$:

$$S^A(E', E) = f(E') \sigma_c(E' - B_n - E) (E' - B_n - E) \rho(E),$$

где

$$f(E') = \frac{\Gamma_n(E')}{\Gamma(E') \int_0^{E'-B_n} \bar{\sigma}_c(E'-B_n-E)(E'-B_n-E)\rho(E)dE},$$

с учетом $\bar{\sigma}_c(E, E') = \bar{\sigma}_c(E')$.

Спектр второго нейтрона реакции $(n, 2n'x)$ определяли по формуле

$$I^{(2)}(E_n, E') = \int_{B_n^A + E'}^{E_n} \chi^1(\varepsilon) S^A(\varepsilon, \varepsilon - B_n^A - E') d\varepsilon.$$

Спектр третьего нейтрона реакции $(n, 3n'x)$

$$I^{(3)}(E_n, E') = \int_{B_n^{A-1} + E'}^{E_n - B_n^A} \chi^{(2)}(\varepsilon) S^{A-1}(E, \varepsilon - B_n^{A-1} - E') d\varepsilon.$$

Спектр реакции $(n, n'\gamma)$

$$I_{nn'}(E_n, E') = I^{(1)}(E_n, E') \frac{\Gamma^A(E_n - E')}{\Gamma^A(E_n - E')}.$$

Спектр первого нейтрона реакции $(n, 2n)$

$$I_{n,2n}^{(1)}(E_n, E') = I^{(1)}(E_n, E') P_1(E_n, E_n - E'),$$

где

$$P_1(E_n, E_n - E') = \begin{cases} 0, & \text{если } E' > E_n - B_n^A; \\ \int_0^{E_n - E' - B_n^A} S^A(E_n - E', \varepsilon) \frac{\Gamma^{A-1}(\varepsilon)}{\Gamma^{A-1}(\varepsilon)} d\varepsilon, & \text{если } E' < E_n - B_n^A, \end{cases}$$

а второго нейтрона реакции $(n, 2n)$

$$I_{n,2n}^{(2)}(E_n, E') = \int_{E' - B_n^A}^{E_n} \chi^1(\varepsilon) S^A(\varepsilon, \varepsilon - B_n^A - E') \frac{\Gamma^{A-1}(\varepsilon - B_n^A - E')}{\Gamma^{A-1}(\varepsilon - B_n^A - E')} d\varepsilon.$$

Аналогичные выражения можно записать для спектров последовательно испущенных нейтронов реакций $(n, 3n)$, $(n, n'f)$, $(n, 2n'f)$ и т.д. Суммарные спектры вторичных нейтронов и доли реакций (n, n') , $(n, 2n)$, $(n, 3n)$, $(n, n'f)$, $(n, 2n'f)$ по описанной выше модели согласуются с результатами расчетов по программе STAPPE [2] при использовании плотности уровней из модели ферми-газа с основным параметром α , который примерно на 20% выше используемого в работе [1]. Делительные ширины в быстрой области энергии определялись соотношением сечений деления и образования составного ядра (последнее рассчитывалось методом связанных каналов). Это позволило использовать описанную модель для расчета парциальных спектров вторичных нейтронов.

Результаты расчетов спектров вторичных нейтронов, испущенных в реакциях $(n, 2n)$, $(n, 3n)$, (n, n') на ^{235}U , представлены на рис.1-4. Экспериментальные данные о спектрах вторичных нейтронов ^{235}U полностью отсутствуют. Качественное сравнение рассчитанных для ^{235}U данных и экспериментальных результатов [6] по спектру неупругорассеянных нейтронов ^{238}U при $E = 6$ МэВ (см.рис.1) показывает их удовлетворительное согласие.

Значения средних энергий \bar{E} вторичных нейтронов, испущенных в отдельных реакциях, приведены в таблице. Естественно, что с ростом энергии первичных нейтронов спектры вторичных нейтронов

становятся более жесткими. Первый испущенный нейтрон имеет более высокую энергию, каждый последующий - меньшую. Особенно жесткий спектр имеют нейтроны, испущенные в реакции (n, n') .

На рис.3,4 приведен суммарный спектр первых нейтронов и парциальные спектры первых нейтронов из реакций (n, n') , $(n, 2n)$, $(n, 3n)$. Приведен также спектр первых нейтронов, предшествующих делению. Их средняя энергия меняется относительно слабо: от 1 до 3 МэВ в области энергий налетающих нейтронов 8-20 МэВ. Форма этих спектров отлична от максвелловского распределения, особенно при высоких энергиях налетающих нейтронов.

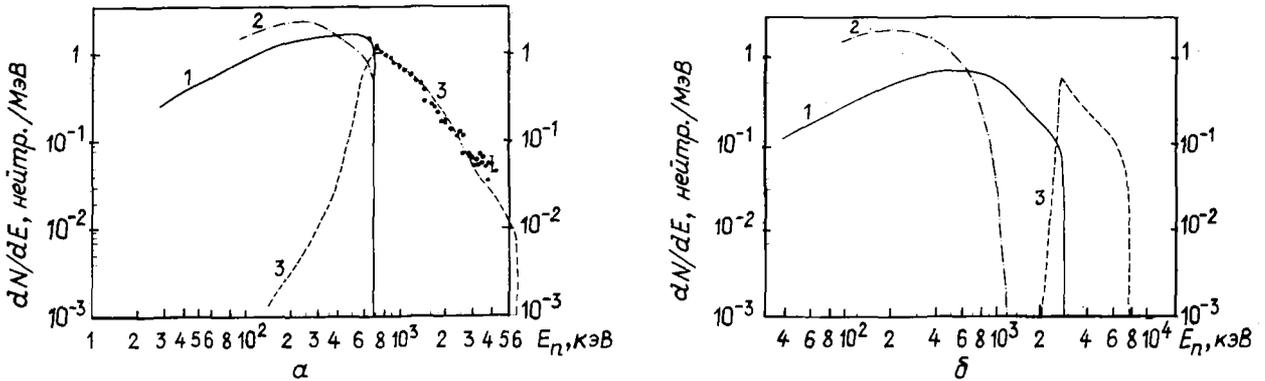


Рис.1. Энергетические распределения вторичных нейтронов, испущенных ^{235}U при энергии налетающих нейтронов 6 МэВ (а), 8 МэВ (б), 10 МэВ (в): 1 - первый нейтрон реакции $(n, 2n)$; 2 - второй нейтрон реакции $(n, 2n)$; 3 - нейтрон реакции (n, n') ; ϕ - экспериментальные данные по спектру неупругорассеянных нейтронов ^{238}U [6]

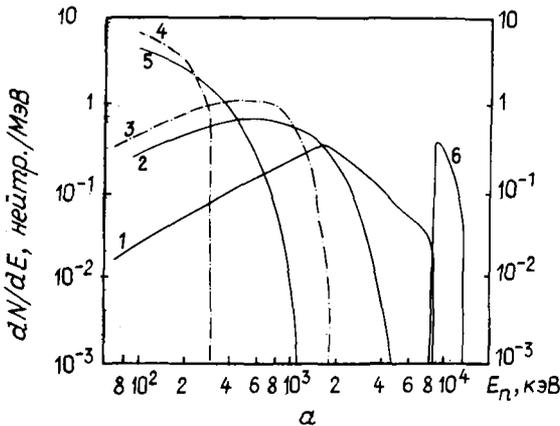
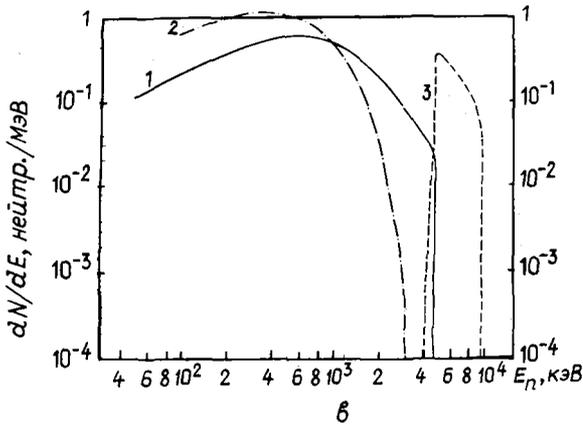


Рис.2. Энергетические распределения вторичных нейтронов, испущенных ^{235}U при энергии налетающих нейтронов 14 МэВ (а) и 20 МэВ (б): 1, 2 - соответственно первый и второй нейтроны реакции $(n, 2n)$; 3, 4 - соответственно первый и второй нейтроны реакции $(n, 3n)$; 5 - третий нейтрон реакции $(n, 3n)$; 6 - нейтрон реакции (n, n')

Рис.3. Энергетические распределения первых нейтронов, испущенных ^{235}U при энергии налетающих нейтронов 8 МэВ: 1 - нейтрон реакции (n, n') ; 2 - первый нейтрон реакции $(n, 2n)$; 3 - нейтрон реакции $(n, n'f)$; 4 - суммарный спектр первых нейтронов

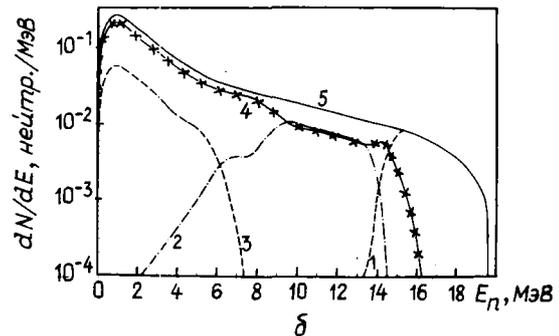
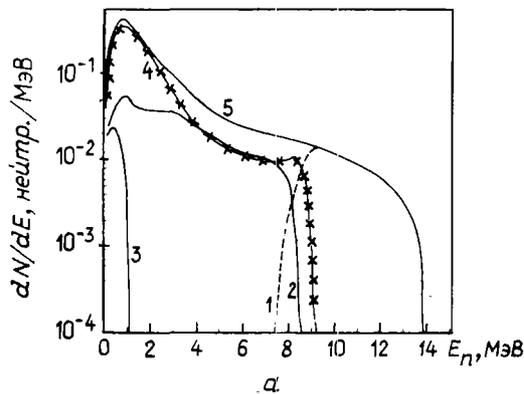
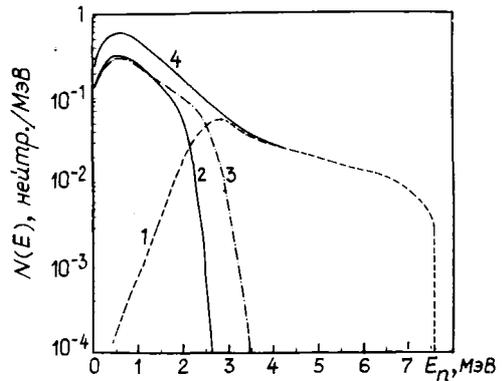


Рис.4. Энергетические распределения первых нейтронов, испущенных ^{235}U при энергии налетающих нейтронов 14 МэВ (а), 20 МэВ (б): 1 - нейтрон реакции (n, n') ; 2 - первый нейтрон реакции $(n, 2n)$; 3 - первый нейтрон реакции $(n, 3n)$; 4 - спектр первых нейтронов реакций $(n, n'f)$ и $(n, 2n'f)$ [и реакции $(n, 3n'f)$ для рис.4,б]; 5 - суммарный спектр первых нейтронов

Значения средних энергий \bar{E} вторичных нейтронов ^{235}U

Энергия налетающего нейтрона, МэВ	\bar{E} , МэВ					реакции (n, n')
	1-го нейтрона реакции $(n, 2n)$	2-го нейтрона реакции $(n, 2n)$	1-го нейтрона реакции $(n, 3n)$	2-го нейтрона реакции $(n, 3n)$	3-го нейтрона реакции $(n, 3n)$	
0,5	-	-	-	-	-	0,05
1,0	-	-	-	-	-	0,29
2,0	-	-	-	-	-	0,55
3,0	-	-	-	-	-	0,69
4,0	-	-	-	-	-	0,83
6,0	0,40	0,31	-	-	-	1,45
8,0	1,03	0,36	-	-	-	4,13
10,0	1,34	0,68	-	-	-	6,42
12,0	1,76	0,89	-	-	-	8,40
14,0	2,88	1,14	0,67	0,13	0,23	10,40
16,0	5,48	1,24	1,28	0,73	0,45	12,22
18,0	7,82	1,10	1,78	1,02	0,63	14,37
19,0	9,13	1,05	2,00	1,19	0,70	15,38
20,0	9,96	1,06	2,27	1,30	0,80	16,38

Примечание. Средняя энергия первых нейтронов, испущенных в реакциях $(n, xn'f)$, для энергий налетающего нейтрона 8,0; 14,0 и 20,0 МэВ соответственно равна 1,08; 1,78 и 3,13 МэВ.

Полные файлы оцененных данных должны включать парциальные и полное сечения деления и спектры вторичных нейтронов этих процессов.

Экспериментальные данные для ^{238}U показывают, что при начальной энергии нейтронов выше порога реакции $(n, n'f)$ значительная доля нейтронов (около 17%), испущенных перед делением, имеет спектр, отличный от максвелловского распределения [7]. Как правило, спектры мгновенных нейтронов деления, приведенные в имеющихся файлах, не учитывают этой особенности. Расчеты, проведенные в рамках описанной модели, позволяют получить спектры предделительных нейтронов.

Список литературы

1. Грудзевич О.Т., Игнатюк А.В., Маслов В.М. и др. Согласованное описание сечений реакций $(n, n'f)$ и (n, xn) для трансурановых ядер. - В кн.: Нейтронная физика: Материалы 6-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 2-6 октября 1983 г. Т.2. М.: ЦНИИатоминформ, 1984, с.318-323.
2. Uhl M., Strohmaier B. Computer code for particle induced activation cross-sections and related topics. - Rep.IRK-76/01, Vienna, 1976.
3. Braga-Marcascan G.M., Gadioli-Erba E., Milazzo-Colli L., Sona P.G. Analysis of the total (n, p) cross-sections around 14 MeV with the pre-equilibrium excitation model. - Phys. Rev., 1972, v.6, p.1398-1407.
4. Блатт Дж., Вайскопф В. Теоретическая ядерная физика. М.: Изд-во иностр.лит., 1954.
5. Зайдель К., Зелигер Д., Райф Р. и др. Предравновесный распад в ядерных реакциях. - Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1976, т.7, вып.2, с.499-552.
6. Корнилов Н.В. Сечения и спектры нейтронов из реакций (n, n') и $(n, 2n)$ для ^{238}U . - Вопросы атомной науки и техники. Сер.Ядерные константы, 1985, вып.4, с.56-60.
7. Корнилов Н.В. Спектры мгновенных нейтронов деления ^{238}U . - Там же, с.46-50.

Статья поступила в редакцию 13 октября 1986 г.

УДК 539.172.4.162.2

СИСТЕМАТИКА РАДИАЦИОННЫХ ШИРИН И ПАРАМЕТРОВ ПЛОТНОСТИ УРОВНЕЙ В ДИАПАЗОНЕ МАССОВЫХ ЧИСЕЛ $40 < A < 250$

В. М. Б ы ч к о в, О. Т. Г р у д з е в и ч, В. И. П л я с к и н

THE SYSTEMATIC OF RADIATIVE WIDTHS AND LEVEL DENSITY PARAMETERS IN MASS REGION $40 < A < 250$. Average neutron radiative capture widths and nuclear level density parameters have been systematized on the basis of modern experimental data on neutron resonance parameters. Nuclear level densities have been obtained in the frameworks of "back-shifted" fermi-gas model. It has been shown, that the experimental radiative widths could be satisfactorially reproduced in the nuclear mass interval $80 < A < 250$.

Знание средних радиационных ширин ядер или, что более важно, радиационных силовых функций необходимо при расчетах на основе статистической теории средних сечений радиационного захвата, сечений реакций типа $(n, \gamma x)$ и $(n, x\gamma)$, а также спектров эмиссии γ -квантов в различных ядерных реакциях.

Систематики средних радиационных ширин при энергии связи нейтрона были выполнены в ряде работ. Достаточно подробная информация об этом приведена в работах [1-3]. Общим недостатком этих систематик является сложная зависимость радиационных ширин от относительной атомной массы ядра, что затрудняет интерполяцию и предсказание данных в широкой области масс ядер. Предлагаемая в данной работе систематика основывается на приведенной силовой функции радиационного зах-

вата для Е1-перехода, что позволяет устранить флуктуации анализируемой величины в зависимости от энергии связи нейтрона, плотности уровней ядра и энергии γ -квантов.

В результате получена гладкая зависимость параметра подгонки радиационной силовой функции Е1-переходов в зависимости от относительной атомной массы ядра.

ПРОЦЕДУРА ПОЛУЧЕНИЯ СИСТЕМАТИКИ СРЕДНИХ РАДИАЦИОННЫХ ШИРИН

Основные соотношения для средних радиационных ширин. Систематика средних радиационных ширин в данной работе основана на определении радиационной силовой функции

$$f_{\chi,L}(\epsilon_\gamma) = \frac{\langle \Gamma_{\lambda\gamma\mu}^{\chi L} \rangle}{\langle D_\lambda \rangle \epsilon_\gamma^{2L+1}},$$

где χ, L - тип перехода (электрический или магнитный) и его мультипольность;

ϵ_γ - энергия γ -кванта;

$\langle \Gamma_{\lambda\gamma\mu} \rangle$ - средняя радиационная ширина перехода между состояниями λ, γ, μ ;

$\langle D_\lambda \rangle$ - среднее расстояние между резонансами;

λ - система резонансов составного ядра;

μ - резонансы (уровни), на которые происходит распад.

Цель вычислений - определение радиационной силовой функции для Е1-переходов (f_{E1}) на основе имеющихся экспериментальных данных по средним радиационным ширинам и плотности резонансов при энергии связи нейтронов. Предполагалось, что определяющий вклад в среднюю ширину радиационного захвата вносят Е1-переходы; пренебрегалось также вкладами прямого и валентного захватов. При этих предположениях наблюдаемая средняя радиационная ширина может быть записана как

$$\langle \Gamma_\gamma \rangle_\ell = \langle D \rangle_\ell \sum_J \sum_{I=|J-1|}^{J+1} \int_0^{B_n} f_{E1}(\epsilon_\gamma) \epsilon_\gamma^3 \rho(B_n - \epsilon_\gamma, I) d\epsilon_\gamma, \quad (I)$$

где $\langle \Gamma_\gamma \rangle_\ell$, $\langle D \rangle_\ell$ - экспериментальные значения полной радиационной ширины и среднего расстояния между резонансами, которые возбуждаются нейтронами с орбитальным моментом ℓ ; B_n - энергия связи нейтрона в составном ядре; $\rho(B_n - \epsilon_\gamma, I)$ - плотность уровней, на которые происходит распад; I - полный момент; J - полный угловой момент. Функцию $f_{E1}(\epsilon_\gamma)$, согласно гипотезе Бринка - Акселя, можно записать через обратное сечение фотопоглощения:

$$f_{E1}(\epsilon_\gamma) = C_0 A \epsilon_\gamma \Gamma_R / [(\epsilon_\gamma^2 - E_R^2)^2 + \epsilon_\gamma^2 \Gamma_R^2], \quad (2)$$

где C_0 - искомый коэффициент, не зависящий от энергии γ -квантов; A - относительная атомная масса составного ядра; E_R и Γ_R - параметры лоренцевой зависимости гигантского дипольного резонанса ($E_R = 80 A^{-1/3}$ МэВ, $\Gamma_R = 5$ МэВ).

Коэффициенты проницаемости $T_{E1}(\epsilon_\gamma)$ связаны с величиной $f_{E1}(\epsilon_\gamma)$ соотношением $T_{E1}(\epsilon_\gamma) = 2\pi f_{E1}(\epsilon_\gamma) \epsilon_\gamma^3$. Для создания систематики C_0 в зависимости от числа A необходимо знать плотности уровней $\rho(U, J)$. В следующем подразделе приведена систематика параметров плотности уровней, которая использовалась в дальнейшем для вычисления коэффициента C_0 по соотношениям (1), (2).

Систематика параметров плотности уровней. Для вычисления плотности ядерных уровней широко используется модель ферми-газа в различных модификациях [4-6]. Несмотря на существенные недостатки [7], эта модель дает возможность создать простые систематики, основанные на нормировке энергетической зависимости плотности ядерных уровней по наблюдаемым величинам $\langle D \rangle_\ell$ в достаточно широком диапазоне энергий возбуждения. Наиболее широко используется систематика параметров плотности уровней, выполненная в работе [6] в рамках модели ферми-газа с "обратным смещением", на основе экспериментальных данных до 1973 г. Эта систематика была пересмотрена в настоящей работе на основе современных данных о плотности нейтронных резонансов и схемах низколежащих уровней.

Для плотности уровней $\rho(U, J)$ как функции энергии возбуждения U и полного углового момента J использованы соотношения [7]

$$\rho(U, J) = \frac{1}{24\sqrt{2}} \frac{(2J+1)}{\sigma^3 \alpha^{1/4}} \frac{\exp[2\sqrt{\alpha(U-\Delta)} - J(J+1)/2\sigma^2]}{(U-\Delta+t)^{5/4}};$$

$$\rho(U) = 2\sigma^2 \rho(U, 0),$$

где α - параметр плотности уровней, связанный с плотностью одночастичных состояний вблизи уровня Ферми; Δ - параметр, являющийся подгоночным в модели ферми-газа с обратным смещением; t - термодинамическая температура, определяемая по уравнению $U - \Delta = \alpha t^2 - t$; σ^2 - параметр спиновой зависимости.

Для получения параметров α и Δ используются уравнения

$$2\langle D \rangle_e = \sum_J \rho(B_n + \Delta E/2, J); \quad (3)$$

$$N_0 = \int_0^{U_0} \rho(U) dU,$$

где N_0 - число низколежащих уровней анализируемого ядра в диапазоне энергий возбуждения от нуля до U_0 .

Экспериментальные значения $\langle D \rangle_0$ взяты из работы [2] и приведены в таблице. Значения N_0 и U_0 определены из графиков энергетической зависимости числа нижних уровней ядер. Схемы уровней взяты из работы [8].

Полученные величины параметров α и Δ представлены в таблице и на рис.1. В поведении параметра α в зависимости от относительной атомной массы отчетливо видны оболочечные эффекты. При данном подходе не удается достаточно корректно учесть эти эффекты даже введением (предложенным в работе [9]) зависимости α от энергии возбуждения и оболочечной поправки. В поведении параметра Δ в зависимости от относительной атомной массы сложным образом сочетаются оболочечные и коллективные эффекты, а также эффекты спаривания. Систематика параметра Δ в рассматриваемой модели является весьма проблематичной.

Систематика средних радиационных ширин. Используя экспериментальные величины $\langle D \rangle_0$, $\langle \Gamma_{\gamma} \rangle_0$ из работы [2] и параметры плотности уровней на основе описанной выше систематики, мы получили коэффициент C_0 с помощью соотношений (1), (2). Следует отметить, что в некоторых случаях, особенно для средних и легких ядер, экспериментальные величины $\langle \Gamma_{\gamma} \rangle_0$ и $\langle D \rangle_0$ ненадежны из-за плохой статистики. Поэтому учитывалась также косвенная информация об отношении $\langle \Gamma_{\gamma} \rangle_0 / \langle D \rangle_0$, полученная из анализа сечений радиационного захвата нейтронов в области неразрешенных резонансов, в частности при энергии нейтронов 30 кэВ [10].

Полученные значения C_0 приведены в таблице и на рис.1. Для ядер с $A > 80$ величину C_0 (в МэВ^{-1}) можно хорошо описать соотношением $C_0 = 10^{-3} A^{-3/2}$. На рис.2 построены значения $\langle \Gamma_{\gamma} \rangle_0$ в зависимости от массового числа ядер.

РЕКОМЕНДАЦИИ ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ ПОЛУЧЕННЫХ СИСТЕМАТИК РАДИАЦИОННЫХ ШИРИН И ПАРАМЕТРОВ ПЛОТНОСТИ УРОВНЕЙ

Для расчетов по статистической теории ядерных реакций рекомендуется прежде всего использовать параметры, приведенные в таблице. Для ядер, не вошедших в таблицу из-за отсутствия экспериментальных данных, можно рекомендовать коэффициент C_0 аппроксимировать функцией $C_0 = 10^{-3} A^{-3/2}$; параметр α находить с помощью интерполяции данных для соседних ядер (см.рис.1), а параметр Δ определить, учитывая следующие обстоятельства: для большинства ядер, для которых данные о плотности нейтронных резонансов отсутствуют, имеется экспериментальная информация о нижних уровнях, поэтому можно определить значения N_0 и U_0 исследуемого ядра, затем, используя параметр α , найденный из систематики, определить параметр Δ , решая уравнение (3).

Параметры плотности уровней α , Δ и нормировочный коэффициент радиационной силовой функции C_0

Составное ядро	B_n , МэВ	$\langle D \rangle_0$, эВ	$\langle \Gamma_n \rangle_0$, мэВ	α , МэВ ⁻¹	Δ , МэВ	$2C_0 \cdot 10^5$, МэВ ⁻¹
				$J = J_{TB}$		
41 20 Ca	8,363	45000,0	1500,0	5,16	-0,46	1,36
43 20 Ca	7,933	8600,0	1100,0	6,95	-0,65	2,00
44 20 Ca	11,132	1500,0	700,0	6,20	0,63	0,50
45 20 Ca	7,415	16000,0	1300,0	7,39	0,20	3,60
46 21 Sc	8,760	1300,0	840,0	5,94	-2,55	0,44
47 22 Ti	8,880	20000,0	1400,0	5,52	-1,27	0,63
48 22 Ti	11,628	2200,0	1200,0	5,50	0,13	0,38
49 22 Ti	8,142	13000,0	1400,0	7,04	-0,12	1,72
50 22 Ti	10,945	5000,0	810,0	5,67	1,36	0,46
51 22 Ti	6,372	125000,0	1100,0	5,91	-0,21	1,39
51 23 V	11,051	2700,0	600,0	5,55	0,49	0,23
52 23 V	7,311	4400,0	1500,0	5,72	-2,54	0,85
51 24 Cr	9,261	15000,0	1500,0	5,84	-0,80	0,65
53 24 Cr	7,940	45000,0	1850,0	5,65	-0,70	1,00
54 24 Cr	9,719	7100,0	2100,0	5,85	0,43	0,95
55 24 Cr	6,246	60000,0	2500,0	6,42	-0,77	3,19
56 25 Mn	7,270	2700,0	750,0	5,88	-3,27	0,32
55 26 Fe	9,299	20000,0	1800,0	5,50	-1,03	0,55
57 26 Fe	7,646	25000,0	850,0	5,70	-1,85	0,39
58 26 Fe	10,044	6500,0	1000,0	6,07	0,05	0,36
59 26 Fe	6,581	24000,0	3000,0	6,39	-1,86	2,37
60 27 Co	7,492	1100,0	560,0	7,30	-1,94	0,40
59 28 Ni	9,000	16700,0	2600,0	5,48	-1,81	0,63
61 28 Ni	7,820	16000,0	1700,0	6,30	-1,74	0,71
62 28 Ni	10,598	1800,0	2200,0	6,82	0,51	0,86
63 28 Ni	6,839	19100,0	910,0	6,82	-1,35	0,74
65 28 Ni	6,098	19900,0	2400,0	7,85	-0,80	3,93
64 29 Cu	7,916	1040,0	490,0	7,47	-1,98	0,25

Продолжение таблицы

Составное ядро	E_n , МэВ	$\langle D \rangle_0$, эВ	$\langle \Gamma \rangle_0$, мэВ	$J = J_{TB}$		$2C_0 \cdot 10^5$, МэВ ⁻¹
				α , МэВ ⁻¹	Δ , МэВ	
⁶⁶ ₂₉ Cu	7,067	1470,0	385,0	7,92	-1,78	0,28
⁶⁵ ₃₀ Zn	7,980	2008,0	726,0	8,91	-0,93	0,67
⁶⁷ ₃₀ Zn	7,053	4700,0	400,0	8,65	-1,13	0,40
⁶⁸ ₃₀ Zn	10,198	510,0	460,0	8,24	0,72	0,28
⁶⁹ ₃₀ Zn	6,482	5770,0	320,0	9,31	-0,69	0,56
⁷¹ ₃₀ Zn	5,835	6900,0	-	9,58	-1,05	-
⁷⁰ ₃₁ Ga	7,655	181,0	262,0	10,62	-0,92	0,36
⁷² ₃₁ Ga	6,521	225,0	237,0	10,38	-2,04	0,31
⁷¹ ₃₂ Ge	7,416	930,0	165,0	10,18	-1,23	0,19
⁷³ ₃₂ Ge	6,782	960,0	162,0	11,01	-1,11	0,27
⁷⁴ ₃₂ Ge	10,200	82,0	145,0	9,42	-0,02	0,09
⁷⁵ ₃₂ Ge	6,506	3000,0	195,0	10,38	-0,71	0,32
⁷⁷ ₃₂ Ge	6,072	3750,0	115,0	10,59	-0,76	0,22
⁷⁶ ₃₃ As	7,328	75,0	300,0	11,08	-1,88	0,33
⁷⁵ ₃₄ Se	8,028	420,0	280,0	10,31	-1,45	0,23
⁷⁷ ₃₄ Se	7,418	667,0	230,0	10,65	-1,23	0,25
⁷⁸ ₃₄ Se	10,497	146,0	300,0	10,07	0,26	0,17
⁷⁹ ₃₄ Se	6,961	1390,0	230,0	10,43	-1,09	0,26
⁸¹ ₃₄ Se	6,701	2000,0	230,0	10,19	-1,18	0,25
⁸³ ₃₄ Se	5,896	6700,0	-	9,82	-1,00	-
⁸⁰ ₃₅ Br	7,892	47,0	293,0	11,67	-1,37	0,31
⁸² ₃₅ Br	7,593	94,0	300,0	11,62	-0,99	0,36
⁷⁹ ₃₆ Kr	8,360	230,0	230,0	10,73	-1,46	0,17
⁸¹ ₃₆ Kr	7,882	200,0	230,0	12,25	-0,75	0,32
⁸³ ₃₆ Kr	7,465	382,0	230,0	12,10	-0,64	0,34
⁸⁴ ₃₆ Kr	10,519	326,0	200,0	8,33	0,57	0,07
⁸⁶ ₃₇ Rb	8,650	200,0	205,0	9,28	-1,05	0,09
⁸⁸ ₃₇ Rb	6,078	1760,0	-	9,94	-0,82	-
⁸⁵ ₃₈ Sr	8,524	383,0	290,0	11,05	-0,48	0,24

Продолжение таблицы

Составное ядро	B_n , МэВ	$\langle D \rangle_0$, эВ	$\langle \Gamma_n \rangle_0$, мэВ	α , МэВ ⁻¹	Δ , МэВ	$2C_0 \cdot 10^5$, МэВ ⁻¹
				$J = J_{TB}$		
⁸⁷ ₃₈ Sr	8,428	3000,0	260,0	9,13	-0,09	0,14
⁸⁸ ₃₈ Sr	11,113	380,0	290,0	8,65	1,76	0,12
⁸⁹ ₃₈ Sr	6,364	62000,0	220,0	7,51	0,02	0,14
⁹⁰ ₃₉ Y	6,857	4000,0	130,0	8,92	-0,74	0,08
⁹¹ ₄₀ Zr	7,193	8600,0	130,0	9,67	0,34	0,12
⁹² ₄₀ Zr	8,639	640,0	140,0	9,51	0,54	0,09
⁹³ ₄₀ Zr	6,732	3100,0	135,0	12,17	0,56	0,29
⁹⁵ ₄₀ Zr	6,470	3800,0	85,0	10,21	-0,89	0,07
⁹⁷ ₄₀ Zr	5,572	5200,0	130,0	14,39	0,83	0,75
⁹⁴ ₄₁ Nb	7,229	90,0	145,0	10,81	-1,61	0,11
⁹³ ₄₂ Mo	8,067	3600,0	160,0	9,30	-0,14	0,08
⁹⁵ ₄₂ Mo	7,371	1150,0	135,0	11,40	-0,30	0,14
⁹⁶ ₄₂ Mo	9,154	91,0	150,0	11,36	0,53	0,12
⁹⁷ ₄₂ Mo	6,821	950,0	100,0	12,29	-0,41	0,14
⁹⁸ ₄₂ Mo	8,642	42,0	130,0	13,27	0,66	0,18
⁹⁹ ₄₂ Mo	5,926	970,0	85,0	13,28	-0,69	0,18
¹⁰¹ ₄₂ Mo	5,398	700,0	90,0	14,48	-0,91	0,25
¹⁰⁰ ₄₃ Tc	6,764	17,6	160,0	14,08	-1,25	0,26
¹⁰⁰ ₄₄ Ru	9,637	25,0	195,0	12,54	0,59	0,16
¹⁰² ₄₄ Ru	9,220	18,0	180,0	13,68	0,68	0,20
¹⁰³ ₄₄ Ru	6,232	550,0	90,0	12,62	-1,38	0,10
¹⁰⁴ ₄₄ Ru	8,905	7,5	-	15,21	0,54	-
¹⁰⁵ ₄₄ Ru	5,910	300,0	85,0	14,52	-1,09	0,17
¹⁰⁴ ₄₅ Rh	7,000	34,0	160,0	14,21	-1,54	0,18
¹⁰⁵ ₄₆ Pd	7,094	153,0	-	14,17	-0,69	-
¹⁰⁶ ₄₆ Pd	9,562	10,3	150,0	13,67	0,44	0,13
¹⁰⁷ ₄₆ Pd	6,530	270,0	-	14,09	-0,82	-
¹⁰⁸ ₄₆ Pd	9,223	11,4	125,0	13,77	0,25	0,11
¹⁰⁹ ₄₆ Pd	6,154	200,0	77,0	14,81	-1,10	0,14

Продолжение таблицы

Составное ядро	B_n , МэВ	$\langle D \rangle_0$, эВ	$\langle \Gamma \gamma \rangle_0$, мэВ	α , МэВ ⁻¹	Δ , МэВ	$2C_0 \cdot 10^5$, МэВ ⁻¹
				$J = J_{TB}$		
III Pd 46	5,760	450,0	60,0	16,93	0,10	0,26
IO8 Ag 47	7,267	22,0	140,0	15,21	-1,08	0,19
II0 Ag 47	6,806	18,7	130,0	16,13	-1,14	0,22
IO7 Cd 48	7,927	135,0	155,0	13,24	-0,64	0,14
IO9 Cd 48	7,360	120,0	105,0	14,35	-0,59	0,13
III Cd 48	6,977	155,0	71,0	14,75	-0,52	0,11
II2 Cd 48	9,395	20,0	96,0	14,98	0,80	0,10
II3 Cd 48	6,544	190,0	77,0	15,30	-0,50	0,14
II4 Cd 48	9,041	21,0	160,0	14,96	0,46	0,17
II5 Cd 48	6,145	235,0	54,0	16,00	-0,41	0,13
II7 Cd 48	5,770	390,0	47,0	15,84	-0,47	0,12
II4 In 49	7,275	9,0	75,0	15,29	-0,68	0,11
II6 In 49	6,784	9,4	77,0	15,66	-0,93	0,13
II3 Sn 50	7,746	157,0	110,0	14,36	0,01	0,14
II5 Sn 50	7,546	283,0	90,0	14,52	0,40	0,13
II6 Sn 50	9,562	50,0	0,0	12,45	-0,02	-
II7 Sn 50	6,944	629,0	52,0	13,58	-0,04	0,07
II8 Sn 50	9,326	50,0	80,0	14,26	1,07	0,07
II9 Sn 50	6,484	478,0	0,0	14,92	-0,03	-
I20 Sn 50	9,106	90,0	-	13,65	0,98	-
I21 Sn 50	6,172	1640,0	-	13,36	-0,13	-
I25 Sn 50	5,733	2500,0	-	13,28	-0,27	-
I22 Sb 51	6,806	18,0	100,0	14,44	-1,39	0,09
I24 Sb 51	6,467	38,0	100,0	13,12	-1,72	0,07
I23 Te 52	6,933	132,0	140,0	15,17	-0,56	0,18
I24 Te 52	9,424	25,0	124,0	14,31	0,52	0,09
I25 Te 52	6,572	147,0	120,0	15,57	-0,63	0,17
I26 Te 52	9,120	48,0	142,0	14,12	0,69	0,11
I27 Te 52	6,290	470,0	149,0	13,97	-0,80	0,16

Продолжение таблицы

Составное ядро	B_n , МэВ	$\langle D \rangle_0$, эВ	$\langle \Gamma_p \rangle_0$, мэВ	α , МэВ ⁻¹	Δ , МэВ	$2C_0 \cdot 10^5$, МэВ ⁻¹
				$\bar{J} = J_{TB}$		
¹²⁹ ₅₂ Te	6,086	992,0	87,0	13,06	-0,88	0,08
¹³¹ ₅₂ Te	5,925	870,0	-	16,54	0,48	-
¹²⁸ ₅₃ I	6,826	14,5	90,0	14,29	-1,69	0,07
¹³⁰ ₅₄ Xe	9,255	32,0	121,0	14,46	0,62	0,08
¹³² ₅₄ Xe	8,936	74,0	114,0	12,87	0,64	0,06
¹³⁴ ₅₅ Cs	6,891	22,7	120,0	13,29	-1,72	0,07
¹³⁵ ₅₅ Cs	8,828	27,0	160,0	12,32	-0,31	0,06
¹³⁵ ₅₆ Ba	6,794	230,0	120,0	15,64	-0,06	0,16
¹³⁶ ₅₆ Ba	9,107	40,0	135,0	13,83	0,84	0,08
¹³⁷ ₅₆ Ba	6,898	920,0	100,0	13,81	0,23	0,10
¹³⁸ ₅₆ Ba	8,611	380,0	80,0	11,38	0,81	0,03
¹³⁹ ₅₇ La	8,778	23,0	-	13,12	-	-
¹⁴⁰ ₅₇ La	5,161	283,0	55,0	13,18	-1,73	0,05
¹³⁷ ₅₈ Ce	7,490	50,0	-	16,44	-0,22	-
¹⁴¹ ₅₈ Ce	5,428	3200,0	35,0	17,39	1,10	0,17
¹⁴³ ₅₈ Ce	5,146	1000,0	-	16,44	-0,29	-
¹⁴³ ₆₀ Nd	6,123	663,0	50,0	16,92	0,55	0,12
¹⁴⁴ ₆₀ Nd	7,817	36,5	86,0	15,24	0,74	0,09
¹⁴⁵ ₆₀ Nd	5,756	432,0	47,0	16,67	-0,22	0,09
¹⁴⁶ ₆₀ Nd	7,565	17,0	87,0	16,12	0,31	0,10
¹⁴⁷ ₆₀ Nd	5,292	290,0	55,0	17,76	-0,55	0,13
¹⁴⁸ ₆₀ Nd	7,334	5,0	-	19,30	0,39	-
¹⁴⁹ ₆₀ Nd	5,039	167,0	46,0	18,62	-0,90	0,11
¹⁵¹ ₆₀ Nd	5,334	164,0	67,0	19,25	-0,40	0,19
¹⁴⁸ ₆₂ Sm	8,140	4,7	69,0	18,25	0,86	0,10
¹⁴⁹ ₆₂ Sm	5,873	90,0	-	18,62	-0,49	-
¹⁵⁰ ₆₂ Sm	7,986	1,9	62,0	19,25	0,46	0,09
¹⁵¹ ₆₂ Sm	5,592	49,0	87,0	19,13	-1,04	0,17
¹⁵² ₆₂ Sm	8,269	1,0	95,0	18,75	0,03	0,11

Продолжение таблицы

Составное ядро	B_n , МэВ	$\langle D \rangle_0$, эВ	$\langle \Gamma_n \rangle_0$, мэВ	α , МэВ ⁻¹	Δ , МэВ	$2C_0 \cdot 10^5$, МэВ ⁻¹
				$J = J_{TB}$		
¹⁵³ ₆₂ Sm	5,867	46,0	67,0	18,10	-1,21	0,10
¹⁵⁵ ₆₂ Sm	5,814	115,0	79,0	17,82	-0,70	0,13
²⁰⁴ ₈₁ Tl	6,655	360,0	690,0	12,66	-1,29	0,14
²⁰⁶ ₈₁ Tl	6,503	5500,0	1500,0	9,44	-1,19	0,14
²⁰⁵ ₈₂ Pb	6,734	1520,0	770,0	12,21	-0,47	0,24
²⁰⁷ ₈₂ Pb	6,740	42600,0	-	9,01	0,58	-
²⁰⁸ ₈₂ Pb	7,368	36000,0	-	8,49	1,26	-
²⁰⁹ ₈₂ Pb	3,938	105000,0	-	11,67	0,75	-
²¹⁰ ₈₃ Bi	4,591	4500,0	70,0	10,15	-1,33	0,02
¹⁵² ₆₃ Eu	6,336	0,7	92,0	21,91	-1,00	0,21
¹⁵³ ₆₃ Eu	8,526	0,3	160,0	19,00	-0,79	0,13
¹⁵⁴ ₆₃ Eu	6,444	1,1	95,0	21,05	-0,90	0,18
¹⁵⁵ ₆₃ Eu	8,174	0,9	135,0	17,82	-0,69	0,10
¹⁵⁶ ₆₃ Eu	6,325	4,8	96,0	18,46	-1,03	0,13
¹⁵³ ₆₄ Gd	6,464	15,0	54,0	19,25	-0,94	0,08
¹⁵⁵ ₆₄ Gd	6,442	14,5	88,0	19,44	-0,94	0,13
¹⁵⁶ ₆₄ Gd	8,535	1,8	108,0	18,52	0,17	0,10
¹⁵⁷ ₆₄ Gd	6,360	36,0	88,0	18,84	-0,63	0,13
¹⁵⁸ ₆₄ Gd	7,937	4,9	97,0	18,10	0,15	0,10
¹⁵⁹ ₆₄ Gd	5,994	85,0	105,0	17,89	-0,75	0,15
¹⁶¹ ₆₄ Gd	5,633	202,0	111,0	17,98	-0,45	0,19
¹⁶⁰ ₆₅ Tb	6,382	4,4	97,0	18,53	-1,30	0,11
¹⁶¹ ₆₆ Dy	6,451	27,3	108,0	17,98	-1,12	0,11
¹⁶² ₆₆ Dy	8,195	2,7	110,0	18,09	0,18	0,10
¹⁶³ ₆₆ Dy	6,272	64,6	112,0	17,73	-0,77	0,13
¹⁶⁴ ₆₆ Dy	7,655	6,8	113,0	17,15	-0,07	0,10
¹⁶⁵ ₆₆ Dy	5,715	147,0	114,0	17,46	-0,83	0,15
¹⁶⁶ ₆₇ Ho	6,243	4,6	77,0	18,40	-1,03	0,09
¹⁶³ ₆₈ Er	6,907	7,0	-	19,70	-0,95	-

Продолжение таблицы

Составное ядро	B_n , МэВ	$\langle D \rangle_0$, эВ	$\langle \Gamma_n \rangle_0$, мэВ	α , МэВ ⁻¹	Δ , МэВ	$2C_0 \cdot 10^5$, МэВ ⁻¹
				$J = J_{TB}$		
¹⁶⁵ ₆₈ Er	6,650	23,0	—	18,29	-0,94	—
¹⁶⁷ ₆₈ Er	6,436	38,0	92,0	18,58	-0,66	0,11
¹⁶⁸ ₆₈ Er	7,771	4,6	92,0	17,57	0,09	0,08
¹⁶⁹ ₆₈ Er	6,003	100,0	85,0	17,04	-1,03	0,08
¹⁷¹ ₆₈ Er	5,681	125,0	—	18,81	-0,47	—
¹⁷⁰ ₆₉ Tm	6,594	7,3	97,0	19,41	-0,88	0,11
¹⁷¹ ₆₉ Tm	7,490	3,7	122,0	19,17	-0,30	0,12
¹⁶⁹ ₇₀ Yb	6,867	22,8	—	18,73	-0,54	—
¹⁷⁰ ₇₀ Yb	8,469	2,2	—	17,92	0,36	—
¹⁷¹ ₇₀ Yb	6,617	37,0	63,0	18,45	-0,57	0,07
¹⁷² ₇₀ Yb	8,020	5,8	75,0	19,06	0,23	0,07
¹⁷³ ₇₀ Yb	6,367	70,0	80,0	17,73	-0,65	0,08
¹⁷⁴ ₇₀ Yb	7,465	7,8	74,0	18,49	0,40	0,08
¹⁷⁵ ₇₀ Yb	5,822	162,0	80,0	18,45	-0,31	0,12
¹⁷⁷ ₇₀ Yb	5,566	185,0	82,0	19,17	-0,22	0,15
¹⁷⁶ ₇₁ Lu	6,293	3,6	77,0	19,43	-0,78	0,10
¹⁷⁷ ₇₁ Lu	7,072	1,7	90,0	19,17	-0,45	0,10
¹⁷⁵ ₇₂ Hf	6,708	27,0	—	18,23	-0,84	—
¹⁷⁷ ₇₂ Hf	6,380	32,0	60,0	19,99	-0,32	0,09
¹⁷⁸ ₇₂ Hf	7,265	2,4	66,0	20,17	0,19	0,09
¹⁷⁹ ₇₂ Hf	6,099	62,0	54,0	19,09	-0,47	0,07
¹⁸⁰ ₇₂ Hf	7,387	4,4	66,0	18,52	0,17	0,07
¹⁸¹ ₇₂ Hf	5,694	94,0	50,0	20,51	-0,11	0,11
¹⁸² ₇₃ Ta	6,063	4,4	58,0	19,56	-0,86	0,07
¹⁸³ ₇₃ Ta	6,928	4,7	67,0	19,67	0,03	0,08
¹⁸¹ ₇₄ W	6,686	23,0	70,0	20,06	-0,24	0,09
¹⁸³ ₇₄ W	6,191	66,0	62,0	19,52	-0,20	0,09
¹⁸⁴ ₇₄ W	7,411	13,0	77,0	19,24	0,25	0,08
¹⁸⁵ ₇₄ W	5,749	81,0	69,0	19,58	-0,48	0,10

Продолжение таблицы

Составное ядро	$B_n, \text{МэВ}$	$\langle D \rangle_0, \text{эВ}$	$\langle \Gamma_\gamma \rangle_0, \text{мэВ}$	$\alpha, \text{МэВ}^{-1}$	$\Delta, \text{МэВ}$	$2C_0 \cdot 10^5, \text{МэВ}^{-1}$
				$J = J_{TB}$		
$^{187}_{74}\text{W}$	5,466	90,0	61,0	20,80	-0,30	0,13
$^{186}_{75}\text{Re}$	6,179	3,1	57,0	20,30	-0,84	0,07
$^{188}_{75}\text{Re}$	5,873	4,0	61,0	20,37	-0,96	0,08
$^{187}_{76}\text{Os}$	6,297	26,0	77,0	19,63	-0,73	0,08
$^{188}_{76}\text{Os}$	7,989	4,4	88,0	20,52	0,56	0,09
$^{189}_{76}\text{Os}$	5,923	38,0	100,0	20,00	-0,68	0,13
$^{190}_{76}\text{Os}$	7,793	3,4	101,0	20,27	0,52	0,11
$^{191}_{76}\text{Os}$	5,761	70,0	-	19,50	-0,63	-
$^{193}_{76}\text{Os}$	5,635	115,0	-	18,82	-0,67	-
$^{192}_{77}\text{Ir}$	6,197	3,0	81,0	21,28	-0,79	0,11
$^{193}_{77}\text{Ir}$	7,817	0,6	100,0	23,64	-0,29	0,12
$^{194}_{77}\text{Ir}$	6,066	7,0	93,0	19,72	-0,95	0,09
$^{193}_{78}\text{Pt}$	6,247	12,0	130,0	20,91	-0,84	0,15
$^{195}_{78}\text{Pt}$	6,109	240,0	70,0	15,76	-0,95	0,04
$^{196}_{78}\text{Pt}$	7,920	18,0	120,0	19,60	1,08	0,12
$^{197}_{78}\text{Pt}$	5,850	380,0	130,0	18,42	-0,55	0,10
$^{199}_{78}\text{Pt}$	5,571	340,0	125,0	17,58	-0,46	0,13
$^{198}_{79}\text{Au}$	6,512	16,5	128,0	17,16	-0,93	0,08
$^{199}_{80}\text{Hg}$	6,648	105,0	150,0	16,67	-0,67	0,08
$^{200}_{80}\text{Hg}$	8,028	100,0	295,0	14,92	0,32	0,10
$^{227}_{88}\text{Ra}$	4,565	30,0	26,0	27,33	-0,33	0,11
$^{230}_{90}\text{Th}$	6,780	0,5	43,0	25,49	0,18	0,07
$^{231}_{90}\text{Th}$	5,129	9,6	26,0	27,24	-0,39	0,07
$^{233}_{90}\text{Th}$	4,786	16,8	24,0	26,79	-0,54	0,07
$^{232}_{91}\text{Pa}$	5,562	0,4	40,0	28,71	-0,53	0,10
$^{234}_{91}\text{Pa}$	5,197	0,7	47,0	29,44	-0,52	0,15
$^{233}_{92}\text{U}$	5,743	4,6	40,0	25,92	-0,50	0,07
$^{234}_{92}\text{U}$	6,840	0,6	40,0	24,86	0,06	0,05
$^{235}_{92}\text{U}$	5,297	10,6	26,0	24,87	-0,75	0,04

Окончание таблицы

Составное ядро	$B_n, \text{МэВ}$	$\langle D \rangle_0, \text{эВ}$	$\langle \Gamma_{\gamma} \rangle_0, \text{МэВ}$	$\alpha, \text{МэВ}^{-1}$	$\Delta, \text{МэВ}$	$2C_0 \cdot 10^5, \text{МэВ}^{-1}$
				$J = J_{TB}$		
$^{236}_{92}\text{U}$	6,545	0,4	35,0	26,06	0,10	0,06
$^{237}_{92}\text{U}$	5,124	15,0	23,0	25,08	-0,67	0,04
$^{238}_{92}\text{U}$	6,143	3,5	-	25,78	0,09	-
$^{239}_{92}\text{U}$	4,807	21,7	23,6	25,69	-0,64	0,05
$^{238}_{93}\text{Np}$	5,487	0,6	40,0	28,16	-0,42	0,10
$^{239}_{94}\text{Pu}$	5,656	9,0	34,4	24,70	-0,56	0,05
$^{240}_{94}\text{Pu}$	6,534	2,2	43,3	24,90	-0,04	0,06
$^{241}_{94}\text{Pu}$	5,240	12,4	30,7	25,71	-0,52	0,06
$^{242}_{94}\text{Pu}$	6,309	0,7	40,8	26,52	0,12	0,08
$^{243}_{94}\text{Pu}$	5,037	13,3	25,4	27,13	-0,36	0,07
$^{245}_{94}\text{Pu}$	4,720	17,0	20,0	28,79	-0,21	0,08
$^{242}_{95}\text{Am}$	5,528	0,6	46,0	27,63	-0,51	0,10
$^{243}_{95}\text{Am}$	6,377	0,4	50,0	24,40	-0,41	0,06
$^{244}_{95}\text{Am}$	5,363	0,6	39,0	29,28	-0,25	0,12
$^{243}_{96}\text{Cm}$	5,701	12,8	38,0	23,08	-0,75	0,04
$^{244}_{96}\text{Cm}$	6,799	0,8	33,0	25,31	0,35	0,05
$^{245}_{96}\text{Cm}$	5,519	11,8	36,0	25,21	-0,40	0,06
$^{246}_{96}\text{Cm}$	6,451	1,4	60,0	24,91	0,34	0,09
$^{247}_{96}\text{Cm}$	5,175	30,0	32,0	23,88	-0,56	0,05
$^{248}_{96}\text{Cm}$	6,210	1,4	65,0	25,42	0,34	0,15
$^{249}_{96}\text{Cm}$	4,713	25,0	28,0	26,14	-0,58	0,07
$^{250}_{97}\text{Bk}$	4,969	1,0	36,0	27,92	-0,61	0,09
$^{250}_{98}\text{Cf}$	6,619	0,7	40,0	24,58	0,11	-
$^{253}_{98}\text{Cf}$	4,793	27,0	-	30,15	0,30	-

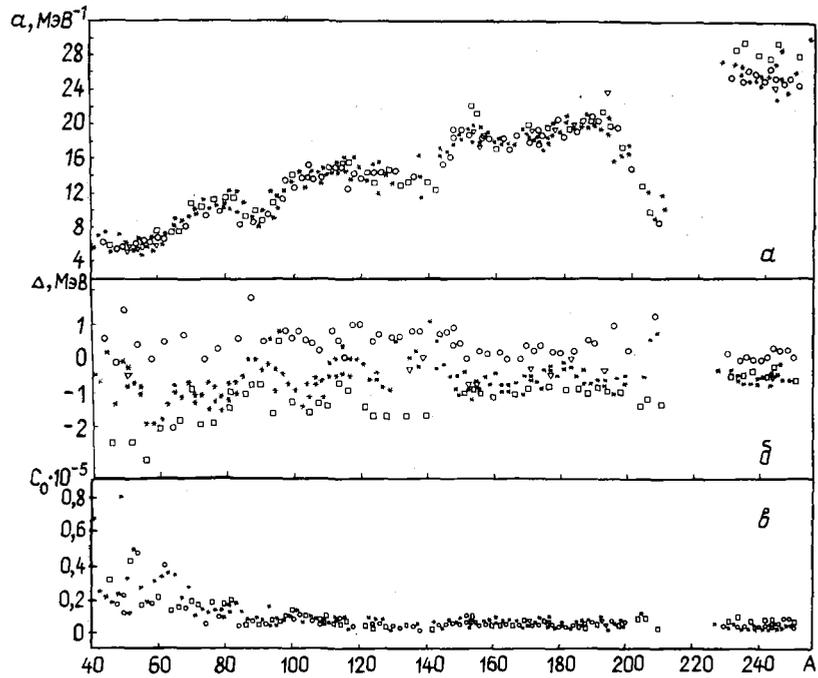


Рис.1. Параметры плотности уровней α (а), Δ (б) и нормировочный коэффициент радиационной силовой функции C_0 (в) в зависимости от массового числа A для четно-четных (\circ), нечетно-нечетных (\square), четно-нечетных ($*$) и нечетно-четных (∇) ядер

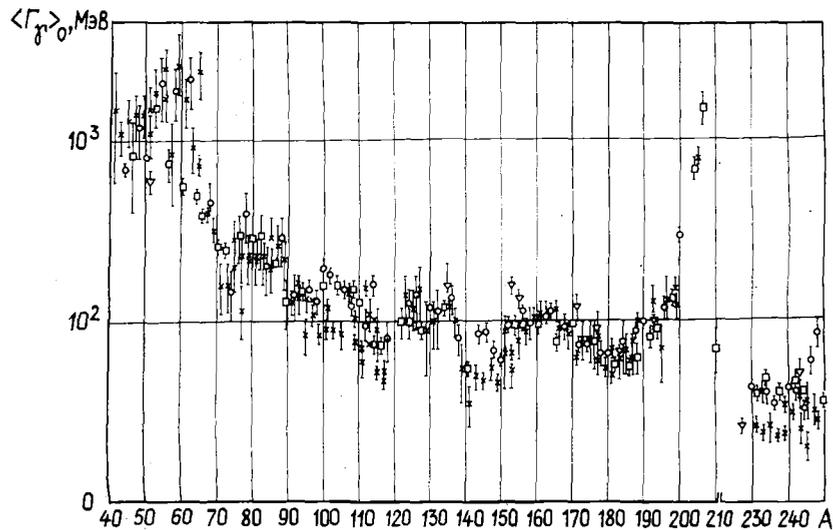


Рис.2. Экспериментальные значения средней радиационной ширины $\langle \Gamma_{\gamma} \rangle_0$ в зависимости от массового числа A для четно-четных (\circ), нечетно-нечетных (\square), четно-нечетных ($*$) и нечетно-четных (∇) ядер

Список литературы

1. Захарова С.М., Ставинский В.С., Шубин Ю.Н. Ядерные константы, 1971, вып.7, приложение 2.
2. Беланова Т.С., Игнатик А.В., Пашенко А.Б., Пляскин В.И. Радиационный захват нейтронов. М.: Энергоатомиздат, 1986.

3. Allen B.J., Bergqvist I., Chrien R.E. e.a. Neutron radioactive capture. Pergamon Press, 1984.
4. Gilbert A., Cameron A. Can.J.Phys., 1965, v.43, p.1446.
5. Vonach H.K., Huizenga J.R. Phys. Rev., 1965, v. B138, p.1372.
6. Dilg W., Schantl W., Vonach H., Uhl M. Nucl.Phys., 1973, v.A217, p.269.
7. Игнатюк А.В. Статистические свойства возбужденных атомных ядер. М.: Энергоатомиздат, 1983.
8. Lederer C.M., Shirley V.S. Table of isotopes, 7th edition. New York, 1978.
9. Игнатюк А.В., Смиренкин Г.Н., Тимин А.С. Ядерная физика, 1975, т.21, с.485.
10. Беланова Т.С., Горбачева Л.В., Грудзевич О.Т. и др. Атомная энергия, 1984, т.57, с.243.

Статья поступила в редакцию 11 августа 1986 г.

УДК 539.172.4

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИЙ $^{51}\text{V}(n, \alpha)^{48}\text{Sc}$, $^{93}\text{Nb}(n, 2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$, $^{90}\text{Zr}(n, 2n)^{89}\text{Zr}$

Е. И. Григорьев, Ю. А. Мелехин, В. П. Ярына

INTEGRAL CROSS-SECTION FOR THE $^{51}\text{V}(n, \alpha)^{48}\text{Sc}$, $^{93}\text{Nb}(n, 2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$, $^{90}\text{Zr}(n, 2n)^{89}\text{Zr}$ REACTIONS. Fission spectrum of ^{235}U averaged cross-sections were measured for $^{51}\text{V}(n, \alpha)^{48}\text{Sc}$, $^{93}\text{Nb}(n, 2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$, $^{90}\text{Zr}(n, 2n)^{89}\text{Zr}$. This results are $0,0215 + 0,0008\text{mb}$; $0,416 + 0,015\text{mb}$, $0,096 + 0,008\text{mb}$ respectively. Evaluated volumes are $0,0209 + 0,0008\text{mb}$, $0,428 + 0,006\text{mb}$, for vanadium and niobium. Effective thresholds and cross-sections are for vanadium 9 MeV and 8 mb, for niobium - 10,5 MeV and 470 mb, for zirconium - 13 MeV and 720 mb.

Реакции $^{51}\text{V}(n, \alpha)^{48}\text{Sc}$, $^{93}\text{Nb}(n, 2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$ и $^{90}\text{Zr}(n, 2n)^{89}\text{Zr}$ представляют практический интерес для нейтронно-активационной спектрометрии реакторных полей нейтронов при энергии более 10 МэВ в связи с удобными характеристиками распада продуктов реакций, обширной экспериментальной информацией о сечениях и доступностью материалов необходимой чистоты для изготовления детекторов. Однако рекомендованные значения интегральных сечений (например, средних сечений для нейтронов деления ^{235}U и ^{252}Cf) для выбора подходящих оцененных данных об энергетических зависимостях сечений этих реакций отсутствуют.

В настоящей работе определены средние сечения реакций для нейтронов спектра деления ^{235}U , выполнена оценка этих сечений по совокупности опубликованных данных и проведено их сравнение с расчетными интегральными сечениями на основе различных библиотек.

Экспериментальное определение средних сечений реакций для нейтронов деления ^{235}U ($\bar{\sigma}^U$) выполнено в полях водо-водяных реакторов по методике работы [1]. Результаты экспериментов не опираются на какой-либо "стандарт" (среднее сечение опорной реакции, относительно которой определяют искомое сечение), однако для сопоставления с литературными данными для условий эксперимента определены средние сечения реакций $^{58}\text{Ni}(n, p)^{58}\text{Co}$ и $^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$, значения которых составили соответственно 104 и 0,69 мб. Исследуемые образцы представляли собой диски диаметром 10 мм и массой 200-300 мг. Использованы ванадий и цирконий в виде металла и пятиокись ниобия особой чистоты. Облучение образцов проводили в кадмиевых экранах. Активность измеряли γ -спектрометрическим методом. Результаты измерений в сопоставлении с литературными данными представлены в табл.1. Используемые характеристики распада продуктов реакций приведены в табл.2.

Для получения оцененных значений авторские данные перенормированы к следующим "стандартам": (S) - 62,8 мб, (Ni) - 103 мб, (Fe) - 78,7 мб, (Al) - 0,685 мб. Оцененные средние сечения для ванадия и ниобия получены как средние взвешенные значения для ряда перенормированных значений.

Таблица I

Средние сечения реакций в спектре ^{235}U , мб

$^{51}\text{V}(n, \alpha)^{48}\text{Sc}$				$^{93}\text{Nb}(n, 2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$				$^{90}\text{Zr}(n, 2n)^{89}\text{Zr}$			
Литература	Результат работы	Авторский стандарт	Нормированное значение	Литература	Результат работы	Авторский стандарт	Нормированное значение	Литература	Результат работы	Авторский стандарт	Нормированное значение
[2]	0,028	(S)60	0,029	[4]	$0,402 \pm 0,034$	(Ni)104	0,418	[2]	0,03	(S)60	0,031
[3]	$0,0153 \pm 0,0027$	(Fe)67	0,0180	[5]	$0,430 \pm 0,028$	{(Al)0,63; (Ni)102}	- 0,434	[8]	$0,0687 \pm 0,0100$	(Fe)72,6	0,074
[4]	$0,0217 \pm 0,0015$	{(Ni)104; (Al)0,63}	0,0225	[6]	$0,475 \pm 0,032$	{(Ni)108,5; (Al)0,705}	0,456	[5]	$0,229 \pm 0,015$	(Ni)102	0,231
[5]	$0,0197 \pm 0,0012$	(Ni)102	0,0199	[3]	$0,370 \pm 0,030$	(Fe)67	0,435	[6]	$0,247 \pm 0,017$	{(Ni)108,5; (Al)0,705}	0,237; -
Настоящая работа	$0,0215 \pm 0,0008$	-	0,0215	[7]	$0,420 \pm 0,007$	-	0,420	Настоящая работа	$0,096 \pm 0,008$	-	0,096
Оцененное значение $\bar{\sigma}^U = 0,0209 \pm 0,0008$ мб.				Оцененное значение $\bar{\sigma}^U = 0,428 \pm 0,006$ мб.				Рекомендованное значение $\bar{\sigma}^U = 0,096 \pm 0,008$ мб.			

Примечание. Обозначения (S), (Fe), (Ni) и (Al) соответствуют реакциям $^{32}\text{S}(n, p)^{32}\text{P}$, $^{54}\text{Fe}(n, p)^{54}\text{Mn}$, $^{58}\text{Ni}(n, p)^{58}\text{Co}$ и $^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$.

Таблица 2

Характеристики распада продуктов реакций

Нуклид	Период полураспада	Энергия фотонов, МэВ	Эмиссия, %
^{48}Sc	43,8 ч	1,312	100
^{89}Zr	78,43 ч	0,909	99
$^{92\text{m}}\text{Nb}$	10,13 сут	0,934	99,2

Погрешность оцененных результатов представляет собой среднеквадратическое отклонение для обрабатываемого ряда. Совокупность имеющихся результатов для циркония не позволяет выполнить корректную оценку, поэтому в качестве рекомендованного для дальнейшего применения взят результат, полученный в настоящем эксперименте.

Существующая экспериментальная информация о средних сечениях реакций в спектре нейтронов деления ^{252}Cf исчерпывается двумя работами, причем анализ данных показывает систематическое превышение результатов работы [9] по сравнению с данными [10] на 20-30%. В табл.3 приведены данные о средних сечениях трех реакций в спектре ^{252}Cf и результаты пересчета этих значений к сечениям в спектре ^{235}U . Для расчета использовано описание спектра ^{235}U , принятое в библиотеке БКС-2 [11].

Рассмотрение нескольких оценок хода сечения реакций позволило дать предпочтение сечениям из библиотеки БОСПОР [12]. В табл.4 приведены результаты расчета средних сечений реакций в спектре ^{235}U [11] и ^{252}Cf [13], сечений из библиотеки работы [12], показывающие удовлетворительное согласие с оценкой экспериментальных средних сечений, полученной в настоящей работе. Здесь же приведены расчетные значения эффективных порогов и сечений реакций, причем разброс эффективных сечений для широкого класса спектров из библиотеки БКС-2 [11] составлял не более 3% при указанных эффективных порогах.

Таблица 3

Средние сечения реакций в спектре ^{252}Cf , мб

Реакция	Литература	$\bar{\sigma}^{\text{Cf}}$	$\bar{\sigma}^{\text{U}}$ (пересчет от $\bar{\sigma}^{\text{Cf}}$)
$^{51}\text{V}(n, \alpha)^{48}\text{Sc}$	[9]	$0,043 \pm 0,02$	0,0244
$^{93}\text{Nb}(n, 2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$	[9]	$0,88 \pm 0,04$	0,483
$^{90}\text{Zr}(n, 2n)^{89}\text{Zr}$	[9]	$0,267 \pm 0,015$	0,130
	[10]	$0,221 \pm 0,006$	0,108

Таблица 4

Расчетные интегральные сечения реакций, мб

Реакция	$E_{\text{эф}},$ МэВ	$\sigma_{\text{эф}}$	$\bar{\sigma}^{\text{U}}$	$\bar{\sigma}^{\text{Cf}}$
$^{51}\text{V}(n, \alpha)^{48}\text{Sc}$	9,0	8,0	0,0217	0,0375
$^{93}\text{Nb}(n, 2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$	10,5	470,0	0,427	0,778
$^{90}\text{Zr}(n, 2n)^{89}\text{Zr}$	13,0	720,0	0,102	0,209

Список литературы

1. Григорьева Е.И., Тарновский Г.Б., Ярына В.П. Измерения средних сечений пороговых реакций для нейтронов деления ^{235}U . - В кн.: Нейтронная физика: Материалы 6-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 2-6 октября 1983 г. Т.3. М.: ЦНИИатоминформ, 1984, с.187-190.
2. Roy J.C., Newton J.J. Rep. CRC-1003, 1960.
3. Насыров Ф. Атомная энергия, 1968, т.25, с.437.
4. Kimura I. e.a. NST, 1971, v.8, p.59.
5. Kobayashi K. e.a. Ibid., 1976, v.3, p.531.
6. Fabry A. e.a. Neutron cross-section for reactor dosimetry. V.1: IAEA-208, 1978, p.233.
7. De Regge P. e.a. Radiochim.Acta, 1972, v.17, p.69.
8. Qaim S.M. e.a. Chem.nucl.data measuram. and appl., 1971, p.121.
9. Derso Z., Csikai J. В кн.: Нейтронная физика: Труды 4-й конференции по нейтронной физике (Киев, 18-22 апреля 1977 г.). М.: Атомиздат, 1977, с.32.
10. Mannhart W. Radiation metrology techniques, data bases and standardization: Proc.of the forth ASTM-EUROATOM symp. on reactor dosimetry, 1982, v.2, p.637.
11. Григорьев Е.И. и др. В кн.: Материалы 3-го Всесоюзного совещания по метрологии нейтронного излучения на реакторах и ускорителях. Т.2.М.: ЦНИИатоминформ, 1983, с.215.
12. Бычков В.М. и др. Сечения пороговых реакций, вызываемых нейтронами:Справочник. М: Энергоиздат, 1982.
13. Nuclear data standards for nuclear measurements.:Techn.rep.ser. Vienna: IAEA, 1983, N 227,

Статья поступила в редакцию 7 июля 1986 г.

КОРРЕКТИРОВКА ДЕТАЛЬНОЙ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЗАВИСИМОСТИ
ПОЛНОГО НЕЙТРОННОГО СЕЧЕНИЯ ПО ПРОПУСКНИЮ ТОЛСТЫХ ОБРАЗЦОВ

В. В. Ф и л и п п о в

THE CORRECTION OF DETAIL ENERGY DEPENDENCE OF TOTAL NEUTRON CROSS-SECTION ON THICK SAMPLE TRANSMISSION. The amplitudes of measured total neutron cross-section oscillations were increased until the calculated average transmission values for the variety of sample thicknesses became equal to the experimental ones.

Несмотря на достижения в технике высокого разрешения при измерении полного сечения для промежуточных и быстрых нейтронов, до сих пор часть осцилляций энергетической зависимости остается за порогом наблюдения. В случае, например, конструкционных материалов (ядер средней массы) каждое усовершенствование методик приводило к выявлению все новых особенностей. Прямой путь - введение поправки на энергетическое разрешение эксперимента - не получил развития, так как ведет к математическим сложностям решения некорректно поставленной задачи.

Поэтому неудивительно, что использование измеренных энергетических зависимостей при отсутствии поправки на разрешение приводит к значительным погрешностям при составлении групповых констант [1]. Поскольку рассчитанное распределение сечения в пределах энергетической группы оказывается суженным [2], а значения моментов $M_k = \langle \sigma_t(E^k) \rangle$ (где, $k = 2, 1, +2, \dots$) - сближенными между собой, то происходит недооценка эффектов самоэкранирования: значения фактора самоэкранировки $f_t = M_{-1}/M_{-2}/M_1$ завышаются. Например, для хрома в практически важной области энергий от 400 кэВ до 4 МэВ использование экспериментальных данных [3] или оцененных зависимостей [4] дает [5,6] завышение на 30-40%.

Групповой подход, утвердившийся в расчетах реакторов и защиты, сделал неактуальным вопрос об истинной энергетической зависимости сечений в пределах группы. Нужно лишь располагать возможностью рассчитывать правильные значения моментов M_k при любых наперед заданных разбиениях энергетической оси. Такую возможность дают эксперименты по измерению усредненного по энергии пропускания нейтронов, проводимые в условиях "хорошей геометрии" с варьированием толщины образца. Значения среднего пропускания чувствительны не к энергетическим изменениям сечения, а к характеристикам его распределения, возникающего на интервале усреднения пропускания. Эти результаты и были приняты за основу при выработке групповых значений факторов самоэкранировки в системе БНАБ.

Возникает своеобразная ситуация. Хотя измерения энергетической зависимости полного нейтронного сечения при энергиях около 1 МэВ выполняются теперь с разрешением около 0,1%, что намного меньше ширины групп, для которых составляются константы и в которых проводится расчет, эти эксперименты неудовлетворительны. Исследуются особенности периодов осцилляций; изменение же сечения по амплитуде изучается недостаточно. С другой стороны, эксперименты по измерению среднего пропускания с варьированием толщины, использованные в библиотеке БНАБ, проведены с усреднением по энергетическим интервалам 150-300 кэВ. Это было вполне приемлемо для 26-группового разбиения энергетической оси. Однако в повестке дня - переход к более мелкому разбиению энергетической оси (число группы возрастает примерно на порядок). Встает вопрос об оценке характеристик распределения полного сечения в этих более мелких интервалах.

Естественно попытаться провести корректировку энергетической зависимости полного нейтронного сечения именно в направлении амплитуд осцилляций. Если выявленные осцилляции сечения сглажены, то напрашивается решение растянуть их по амплитуде до тех пор, пока рассчитанные по ним характеристики распределения сечения не совпадут с результатами прямых измерений. Понятно, что такая реконструкция энергетической зависимости сечения имеет мало общего с уточнением истинного изменения сечения с энергией нейтронов: никакой более тонкой структуры этого изменения не выявляется. Форма сечения остается прежней, но изменяется масштаб его осцилляций. В защиту такого подхода стоит упомянуть, что сечение взаимодействия нейтронов с веществом и называется "эффективным", а скорректированная предлагаемым путем энергетическая зависимость позволит составлять

более точные групповые константы, по-видимому, всегда, когда ширина группы больше периода осциллирующей сечения.

Изложенный подход опробован для полного нейтронного сечения хрома в диапазоне энергий 1-2 МэВ. Взяты результаты наших измерений [7] на нейтронах реакции $T(p,n)^3\text{He}$ (толщина тритий-титановой мишени $0,12 \text{ мг/см}^2$), которые приближаются по разрешению к рекордным (около $0,02 \text{ нс/м}$) данным [8], но характеризуются более плавным изменением разрешения. Для их корректировки использованы результаты [7] систематики измерений неэкспоненциальности пропускания нейтронов для хрома при энергиях 300 кэВ - 3,3 МэВ, подтвержденные для области энергий ниже 1,5 МэВ [9].

Алгоритм корректировки состоит в следующем. Незвестная истинная зависимость полного нейтронного сечения от энергии нейтронов $\sigma_t(E)$ входит в выражение для экспериментального хода сечения

$$S(E) = 1/\Delta_1 \int_{E-\Delta_1/2}^{E+\Delta_1/2} \sigma_t(E') dE' \quad (1)$$

и в значения функции пропускания

$$TP(t, E) = 1/\Delta_2 \int_{E-\Delta_2/2}^{E+\Delta_2/2} \exp[-\sigma_t(E')t] dE'. \quad (2)$$

Второй интервал существенно больше первого, $\Delta_2 \gg \Delta_1$ (в данном случае $\Delta_1 = 10 \text{ кэВ}$, $\Delta_2 \approx 200 \text{ кэВ}$). Цель состоит в том, чтобы объединить информацию, содержащуюся в этих двух экспериментальных зависимостях, взяв форму энергетических осцилляций по соотношению (1) и увеличив их амплитуду до совпадения расчетных значений с величинами (2). Для этого поступаем следующим образом. Чтобы получить реперную линию, относительно которой предстоит изменять масштаб осциллирующей сечения, экспериментальные значения $S(E)$ дополнительно усредним в пределах некоторого интервала сглаживания δ :

$$S_1(E, \delta) = 1/\delta \int_{E-\delta/2}^{E+\delta/2} S(E') dE'.$$

Построенную таким образом сглаженную зависимость $S_1(E, \delta)$ используем для построения "растянутой" зависимости $S_2(E)$:

$$S_2(E) = S(E) + M[S(E) - S_1(E, \delta)],$$

где коэффициент M - масштаб растяжки. Для каждой "растянутой" зависимости $S_2(E)$ вычисляются значения расчетной функции пропускания

$$TP(t, E) = 1/\Delta_2 \int_{E-\Delta_2/2}^{E+\Delta_2/2} \exp[-S_2(E')t] dE',$$

которые сравниваются с экспериментальными величинами $TP(t)$.

Критерием качества является величина удельной невязки

$$H = 1/n \sum_{k=1}^n \left\{ [1 - TP(t_k)] / TP(t_k) \right\},$$

где n - число толщин, для которых измерялось пропускание $TP(t)$. Для S_2 решением считалась зависимость $S_2(E, \delta, M)$, для которой значение удельной невязки минимально. Варьируемыми параметрами в расчете были интервал сглаживания δ и масштаб растяжки M .

Такие расчеты выполнены независимо друг от друга для шести интервалов (с перекрытием) в диапазоне $1 \text{ МэВ} < E < 2 \text{ МэВ}$. Перебором величин δ и M значение удельной невязки обычно удавалось

уменьшить в 40-60 раз до величины, лишь незначительно превышающей погрешность экспериментального пропускания. При этом оказалось, что основное влияние на качество "растяжки" оказывает величина интервала сглаживания δ . Обычно, когда при фиксированном значении M ведется перебор интервала δ , невязка уменьшается более чем на порядок. Повторение той же процедуры для других значений масштаба M приводило к углублению минимума невязки N на поверхности $N=N(\delta, M)$ лишь в 2-3 раза. В данном случае типичными значениями были 50-70 кэВ для интервала δ и 1,5-2,0 для коэффициента M .

Из рис.1 для двух интервалов указанного диапазона энергий видно, что расчет хода пропускания с толщиной по скорректированному сечению практически совпадает с экспериментальными значениями. Небольшие различия могут быть связаны с неточностью совмещения интервалов в эксперименте и расчете, а также с неучетом неравномерности усреднения пропускания в эксперименте. Независимая корректировка сечения для перекрывающихся частей интервалов иногда приводила к различающимся (до 10-15%) значениям сечения в его максимумах и минимумах. Сводка результатов корректировки сечения σ_t приведена на рис.2 и в таблице.

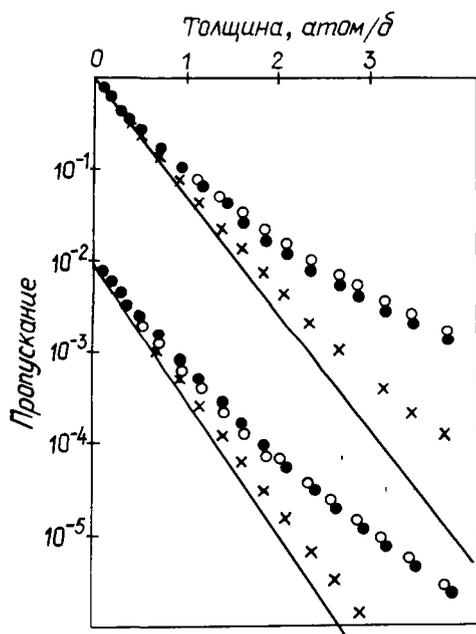


Рис.1. Пропускание нейтронов ядрами хрома для энергетических интервалов 0,97 - 1,25 МэВ (вверху) и 1,76 - 1,98 МэВ (внизу, сдвинуто на два порядка вниз). Линия - экспоненциальный закон; x - расчет по исходной [7] энергетической зависимости сечения; o - расчет по скорректированной зависимости; • - экспериментальные значения [6]

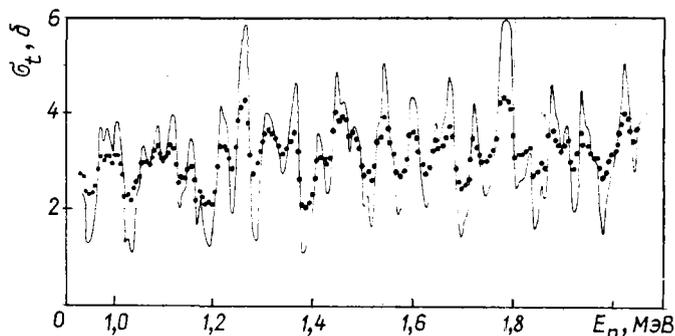


Рис.2. Полное нейтронное сечение хрома. Точки - эксперимент [7], кривая - скорректированные значения

Корректировка полного сечения хрома в интервале 1-2 МэВ, σ

E , кэВ	$\sigma_{\text{экс}}$	$\sigma_{\text{кор}}$									
966	2,81	2,89	1027	2,26	1,36	1087	3,30	3,70	1149	2,81	3,12
972	3,08	3,67	1033	2,16	1,08	1092	3,11	3,16	1155	2,87	3,43
977	2,99	3,39	1038	2,41	1,83	1097	3,01	2,90	1161	2,57	2,72
983	3,07	3,63	1043	2,55	2,24	1103	3,05	3,06	1166	2,16	1,66
988	3,06	3,60	1049	2,65	2,50	1108	3,11	3,28	1172	2,36	2,21
995	2,91	3,17	1054	2,92	3,26	1114	3,32	3,92	1178	2,24	1,83
1001	3,10	3,74	1059	2,93	3,22	1119	3,24	3,77	1183	2,10	1,39
1006	3,10	3,76	1065	2,95	3,17	1125	2,89	2,89	1189	2,12	1,36
1011	2,91	3,24	1070	2,92	2,89	1130	2,54	2,01	1195	2,09	1,20
1017	2,70	2,64	1076	3,05	3,15	1136	2,63	2,36	1201	2,34	1,80
1022	2,25	1,32	1082	3,20	3,47	1142	2,61	2,43	1207	2,87	3,13

Окончание таблицы

Е, кэВ	$\sigma_{\text{эксп}}$	$\sigma_{\text{кор}}$									
I213	3,30	4,14	I421	3,02	2,92	I632	2,85	2,22	I848	2,76	1,91
I220	3,28	3,88	I427	2,94	2,35	I639	3,20	3,11	I855	2,94	2,51
I226	3,23	3,46	I433	3,04	2,36	I646	3,42	3,75	I863	2,84	2,22
I232	3,03	2,70	I439	3,59	3,77	I652	3,24	3,41	I869	3,53	4,30
I238	2,81	1,92	I446	4,01	4,82	I658	3,30	3,64	I875	3,60	4,53
I244	3,25	3,06	I453	3,82	4,16	I665	3,46	4,09	I882	3,40	3,91
I250	3,79	4,54	I460	3,89	4,20	I671	3,70	4,69	I888	3,35	3,73
I256	4,10	5,42	I466	3,82	4,08	I678	3,48	4,09	I894	3,20	3,23
I262	4,25	5,82	I473	3,50	3,19	I684	2,82	2,40	I901	3,32	3,52
I268	3,73	4,34	I480	3,55	3,70	I691	2,56	1,77	I907	3,40	3,72
I274	3,11	2,57	I486	3,42	3,66	I697	2,42	1,45	I914	2,96	2,37
I280	2,72	1,48	I492	3,24	3,44	I703	2,50	1,67	I920	2,81	1,95
I287	2,94	1,33	I498	2,86	2,35	I708	2,57	1,89	I927	3,17	3,12
I293	3,16	2,99	I504	2,71	2,06	I713	2,99	2,99	I933	3,57	4,43
I298	3,40	3,63	I510	2,76	2,87	I719	3,45	4,18	I940	3,32	3,73
I304	3,54	3,90	I516	2,57	1,64	I726	3,27	3,62	I946	3,32	3,72
I310	3,59	3,97	I522	2,88	2,40	I732	3,12	3,04	I952	3,13	3,20
I316	3,53	3,79	I528	3,40	3,77	I738	2,97	2,44	I959	3,06	3,01
I323	3,46	3,62	I534	3,46	3,82	I744	2,97	2,28	I965	3,07	3,02
I331	3,30	3,18	I541	3,92	5,11	I751	3,09	2,49	I971	2,85	2,28
I339	3,13	2,72	I548	3,64	4,29	I758	3,19	2,73	I977	2,62	1,50
I347	3,23	3,13	I554	3,37	3,59	I765	3,45	3,44	I983	2,76	1,84
I355	3,38	3,77	I561	3,12	3,00	I772	4,22	5,80	I989	2,99	2,51
I361	3,57	4,60	I567	2,73	1,99	I778	4,25	5,91	I995	3,11	2,84
I367	3,17	3,72	I574	2,69	1,93	I785	4,23	5,89	2000	3,17	2,98
I373	2,59	2,32	I580	2,77	2,15	I791	4,07	5,47	2005	3,32	3,35
I379	2,08	1,10	I587	2,99	2,73	I798	3,49	3,78	2010	3,55	3,98
I385	2,04	1,20	I593	3,53	4,19	I804	3,04	2,43	2015	3,72	4,41
I391	2,11	1,46	I599	3,57	4,30	I810	3,09	2,57	2020	3,97	5,02
I397	2,28	1,86	I606	3,49	4,10	I817	3,10	2,64	2025	3,85	4,52
I403	2,61	2,65	I612	3,17	3,26	I824	3,17	2,83	2031	3,62	3,73
I409	3,01	3,55	I619	2,91	2,53	I832	3,25	3,16	2038	3,40	2,77
I415	3,04	3,37	I625	2,74	2,03	I840	2,68	1,58	2044	3,64	3,56

Список литературы

1. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Николаев М.Н., Цибуля А.М. Групповые константы для расчетов реакторов и защиты. М.: Энергоиздат, 1981.
2. Филиппов В.В., Тараско М.З. Измерение плотности распределения полного нейтронного сечения. - В кн.: Нейтронная физика: Материалы 3-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 9-13 июня 1975 г. Т.3. М.: ЦНИИатоминформ, 1976, с.57.
3. Clerjacks S., Forti P., Korsch D. e.a. High resolution total cross-section between 0,5-30 MeV: Rep. KFK-1000, EUR 3963e, EANDC(E)-111 "U". Karlsruhe, June 1968.
4. Беланова Т.С., Блохин А.И., Булеева Н.Н. и др. Переоценка файла нейтронных сечений хрома. - В кн.: Нейтронная физика: Материалы 6-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 2-6 октября 1983 г. Т.3. М.: ЦНИИатоминформ, 1984, с.54.
5. Возяков В.В., Комаров А.В., Кривцов А.С. Сравнение факторов самоэкранировки нейтронных сечений хрома. - Там же, с.84.

6. Филиппов В.В. Полное нейтронное сечение некоторых конструкционных материалов в неразрешенной области. - Там же, с.107.
7. Filippov V.V., Nikolaev M.N. Measurement of the total neutron cross-section structure, in collection of USSR reports on nuclear data topics: INDC(CCP)-16/L. Vienna: IAEA, 1971, p.67-145.
8. Perey F.G., Kinney W.E. EXFOR-10342.- Международная библиотека EXFOR (ЦЯД). ФЭИ, 1973.
9. Овдиенко В.Д., Скляр Н.Т., Сметанин Г.А. и др. Пропускание нейтронов образцами титана и хрома при энергиях вблизи 1 МэВ. - См. [4], с.73.

Статья поступила в редакцию 6 мая 1986 г.

УДК 539.171:539.172.4

АППРОКСИМАЦИЯ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ С ВЫЛЕТОМ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ВБЛИЗИ ПОРОГА

С. А. Б а д и к о в, А. Б. П а щ е н к о

APPROXIMATION OF THE CROSS-SECTIONS OF CHARGE-PARTICLE EMISSION REACTIONS NEAR THRESHOLD. The method is proposed for approximation of the cross-sections of charge-particle emission reactions near threshold. The method has been realized for 16 BOSPOR library reactions, presenting interest for neutron metrology and reactor dosimetry. The calculations of the cross-sections averaged on ^{235}U fission spectrum induced by thermal neutrons have been carried out. The averaged cross-sections are compared with evaluated integral data.

В работе анализируются рекомендованные сечения пороговых реакций [1] с вылетом заряженных частиц из числа наиболее часто используемых в задачах по нейтронной метрологии и внутриреакторной дозиметрии. Необходимость пересмотра функций возбуждения некоторых реакций, представленных в библиотеке БОСПОР, вызвана различными обстоятельствами. Необходимо отметить, что рекомендованные или оцененные ядерные данные объективно отражают тот уровень существующей экспериментальной информации и модельных представлений механизмов ядерных реакций, которые существуют к моменту их выработки. За последние годы появились новые дифференциальные и интегральные экспериментальные данные, которые в целом подтвердили надежность выполненной оценки [1], а в некоторых случаях позволили уточнить рекомендованные сечения в библиотеке БОСПОР.

Заметим, что рекомендованные функции возбуждения пороговых реакций с вылетом заряженных частиц в библиотеке БОСПОР имеют один общий недостаток: они начинаются с некоторого порогового значения энергии падающих нейтронов (эффективного порога реакции), величина которого всегда несколько больше соответствующего энергетического порога, в то время как правильное понимание механизма ядерной реакции предполагает, что функция возбуждения пороговой реакции должна иметь очень малые по величине, но ненулевые значения в интервале от энергетического до эффективного порогов реакции. Используемый авторами при организации библиотеки БОСПОР метод оценки сечений с применением теоретических моделей не давал возможности правильно определить сечение ниже эффективного порога реакции. В большинстве практических случаев это обстоятельство не имеет значения, так как, по нашим оценкам, вклад, например, в среднее по реакторному спектру нейтронов неучтенного ранее значение хвоста, составляет десятые доли процента. Однако для некоторых задач нейтронной метрологии (например, при восстановлении спектров нейтронов по измеренным скоростям реакций) сечения в околпороговой области энергий правильнее учитывать вплоть до энергетического порога реакции. Это позволит получить физически корректное представление энергетической зависимости рекомендованных сечений реакций с вылетом заряженных частиц во всем интервале энергий налетающих нейтронов.

Поэтому в настоящей работе для сечений реакций (n, p) и (n, α) библиотеки БОСПОР, скорректированных с учетом последних данных для дифференциальных и интегральных экспериментов, выполнена аналитическая аппроксимация их энергетической зависимости к порогу реакции. При этом использованы общие особенности, характерные для энергетической зависимости сечений пороговых реакций, и сделаны некоторые физические предположения.

Метод аппроксимации сечений к порогу реакции

Используемый авторами метод аппроксимации позволяет вычислить сечения реакций (n, p) и (n, α) с вылетом заряженных частиц глубоко под барьером. Рассмотрим схему расчета эндотермических реакций. Аналогичные рассуждения справедливы для экзотермических реакций; соответствующие им формулы будут помечены знаком штрих.

Для аппроксимации выбран отрезок $[Q, Q+B]$ (для экзотермических реакций - $[0, B]$), где Q - порог реакции; B - высота кулоновского барьера. При определении вида аппроксиманты и отрезка аппроксимации учитывались следующие факторы:

- наличие надежных оцененных данных об энергетической зависимости сечения на большей части (обычно 2/3) отрезка $[Q, Q+B]$;
- монотонное возрастание функции возбуждения ядерной реакции, обусловленное влиянием кулоновского барьера, на стрезде $[Q, Q_1]$, где необходимо вычислить сечение;
- асимптотическое поведение сечения вблизи порога (эндотермические реакции) и при не слишком близких к нулю энергиях нейтронов (экзотермические реакции). Как известно [2,3], сечение эндотермической реакции в указанной области изменяется по закону

$$\sigma(E) \sim \sqrt{E-Q} \exp(-\sqrt{2} \pi Z_B Z_B \ell^2 \sqrt{\mu} / \hbar \sqrt{E-Q}), \quad (I)$$

а сечение экзотермической реакции - по закону

$$\sigma(E) \sim \exp(-\sqrt{2} \pi Z_B Z_B \ell^2 \sqrt{\mu} / \hbar \sqrt{E+Q}), \quad (I')$$

где E - энергия относительного движения частиц; $Z_B \ell$, $Z_B \ell$ - заряды остаточного ядра и заряженной частицы; $\mu = m_B m_g / (m_B + m_g)$ - их приведенная масса; \hbar - постоянная Планка.

Расчет сечений в подбарьерной области проводится в несколько этапов:

I. Сечение в исследуемом интервале представляется в виде

$$\sigma(E) = \sqrt{E-Q} T_0(E-Q) g(E); \quad (2)$$

$$\sigma(E) = T_0(E+Q) g(E), \quad (2')$$

учитывающем влияние основных физических факторов - наличие порога реакции и кулоновского барьера. Функция $g(E)$ описывает действие неучтенных факторов. В формулах (2) и (2') $T_0(E)$ - проникаемость кулоновского барьера для протонов и α -частиц с орбитальным моментом $\ell=0$, вычисленная для потенциала вида

$$V(z) = \begin{cases} \frac{Z_B Z_B \ell^2}{z}, & z \geq R; \\ -V_0 & z < R \end{cases} \quad (3)$$

по методу работы [4]:

$$T_0(E) = \exp[-\alpha(E)] / \{1 + \exp[-\alpha(E)]\}. \quad (4)$$

Здесь

$$\alpha(E) = (2\sqrt{2\mu R Z_B Z_B \ell^2} / \hbar) (\sqrt{\beta} \operatorname{arctg} \sqrt{\beta-1} - \sqrt{1-1/\beta}), \quad (5)$$

где $\beta = Z_B Z_B \ell^2 / RE$; $R = z_0 A^{1/3}$ ($z_0 = 1,4 \cdot 10^{-15} \mu$, A - относительная атомная масса остаточного ядра). В этом случае зависимость $g(E)$ получалась более плавной, чем с использованием формулы для проникаемости в обычном квазиклассическом приближении.

Формулы (I) и (I') получены в предположении, что ядерный потенциал удовлетворяет единственному условию: он должен быть сосредоточен в ограниченной области [3]. Поэтому в расчетах исполь-

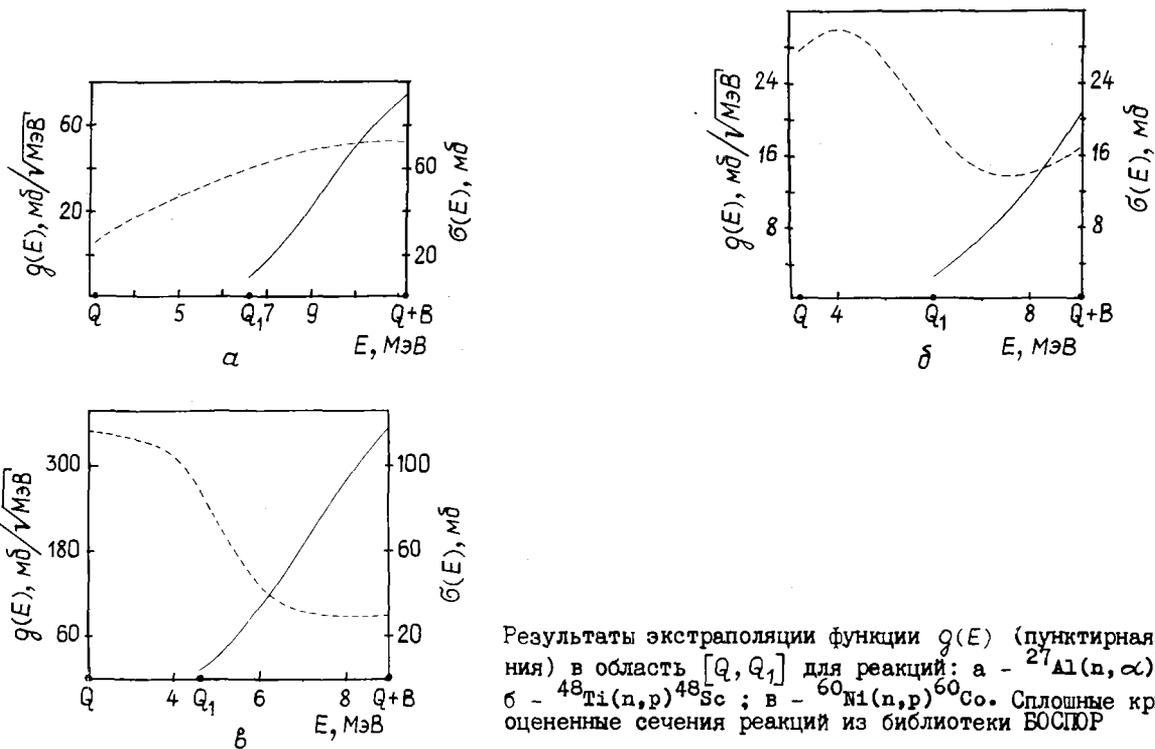
зован самый простой вид ядерного взаимодействия - потенциальная яма конечной глубины. Отметим также, что представления (2) и (2') справедливы в более широкой энергетической области, чем аналогичные соотношения, включающие экспоненциальный множитель:

$$\sigma(E) = \sqrt{E-Q} \exp(-\sqrt{2} \pi Z_B Z_B \ell^2 \sqrt{\mu} / \hbar \sqrt{E-Q}) g(E); \quad (6)$$

$$\sigma(E) = \exp(-\sqrt{2} \pi Z_B Z_B \ell^2 \sqrt{\mu} / \hbar \sqrt{E+Q}) g(E). \quad (6')$$

При малых значениях $E-Q$ и $E+Q$ выражения (2) и (2') с проникаемостями, рассчитанными по формулам (4), (5), переходят соответственно в выражения (6) и (6').

2. Выделяется функция $g(E)$ в интервале $[Q_1, Q+B]$ на основе рекомендованной энергетической зависимости сечения $[1]$. На рисунке пунктирной линией показаны возможные варианты поведения $g(E)$. Процедурой выделения зависимости $g(E)$ преследовалась единственная цель - получение функции, логарифм которой существенно слабее зависит от энергии, чем $\lg \sigma(E)$.



Результаты экстраполяции функции $g(E)$ (пунктирная линия) в область $[Q, Q_1]$ для реакций: а - $^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$; б - $^{48}\text{Ti}(n, p)^{48}\text{Sc}$; в - $^{60}\text{Ni}(n, p)^{60}\text{Co}$. Сплошные кривые - оцененные сечения реакций из библиотеки БЭСЮР

Несомненно, что проникаемости, вычисленные в рассматриваемом приближении, отличаются от проникаемостей, соответствующих гипотетическому "истинному" потенциалу. Это следует из рис.1, в, где приведено наиболее характерное для этой серии расчетов поведение функции $g(E)$. Действительно, зависимость $g(E)$ быстро возрастает вблизи значения Q_1 в интервале, где справедливо квазиклассическое приближение $[T_0(E) < 1]$. В то же время в этой области она должна слабо зависеть от энергии, так как сечение здесь определяется главным образом проникаемостью кулоновского барьера для заряженных частиц с орбитальным моментом $\ell=0$. Тем не менее зависимости (2) и (2') с учетом выражений (4), (5) позволяют с достаточной точностью (в пределах 1,5%) описать оцененные значения сечений в интервале $[Q_1, Q+B]$ и вычислить неизвестные значения сечений в интервале $[Q, Q_1]$, удовлетворяющие интегральным экспериментам.

3. Зависимость $g(E)$ аппроксимируется в интервале $[Q_1, Q+B]$ рациональной функцией $g_\alpha(E)$ с использованием программы RADE2 [5]. Аппроксиманта $g_\alpha(E)$ экстраполируется в область $[Q, Q_1]$.

4. По формулам $\sigma_{\alpha}(E) = \sqrt{E-Q} T_0(E-Q) g_{\alpha}(E)$, $\sigma_{\alpha}(E) = T_0(E+Q) g_{\alpha}(E)$ вычисляется сечение в области $[Q, Q_1]$.

Таким образом, задача вычисления сечения в подбарьерной области является фактически задачей экстраполяции функции $g(E)$ в интервале $[Q, Q_1]$, так как требуемое поведение сечения вблизи порога обеспечивается множителем $T_0(E)$. Экстраполяция функции, известной приближенно, относится к классу некорректных задач [6]. Поэтому достаточно точное (в пределах до 1,5%) восстановление зависимости $g(E)$ в интервале $[Q_1, Q+B]$ не гарантирует столь же точного воспроизведения функции $g(E)$ в интервале $[Q, Q_1]$. Существует множество функций $\{g_{\alpha}^i(E)\}$ с надлежащим поведением в области $[Q_1, Q+B]$. Для выбора из этого множества решения надо привлекать дополнительную информацию. В качестве таковой использовались оцененные интегральные данные, а также требование о положительности и монотонности экстраполяции $g_{\alpha}(E)$.

Сравнение результатов с интегральными данными и их обсуждение

Для тестировки оцененных микроскопических ядерных данных обычно используют результаты интегральных экспериментов. Это обусловлено тем, что точность последних, как правило, выше. Чтобы проанализировать широкий интервал зависимости микроскопических сечений от энергии взаимодействующих нейтронов, необходимо привлекать для анализа интегральные измерения в спектрах нейтронов различной формы, различающихся "по степени жесткости".

Разработана [7] и реализуется [8] Международная программа скоординированной оценки микроскопических сечений для реакторной дозиметрии и интегральных экспериментов в стандартных нейтронных полях (WENSMARK). Решающее условие использования результата интегрального опыта для проверки дифференциальных сечений заключается в том, что нейтронное поле, в котором проводится измерение, должно иметь достаточно полную характеристику. Наиболее хорошо изученным является спектр нейтронов деления ^{235}U тепловыми нейтронами.

Аппроксимация спектра нейтронов деления ^{235}U тепловыми нейтронами и усреднение сечений. Среднее по спектру сечение определяется по формуле $\bar{\sigma} = \int_0^{\infty} \sigma(E) \chi(E) dE$, где σE - сечение реакции; $\chi(E)$ - нормализованный $\left[\int_0^{\infty} \chi(E) dE = 1 \right]$ спектр нейтронов.

Спектр нейтронов в настоящей работе аппроксимировался следующими формулами:

$$\chi_1(E) = 0,48395 \exp(-E) \sinh \sqrt{2E} \quad - \text{формула Уатта [9];}$$

$$\chi_2(E) = 0,45274 \exp(-E/0,965) \sinh \sqrt{2,29E} \quad - \text{формула Крэнберга [10];}$$

$$\chi_3(E) = 0,76985 \exp(-0,775E) \sqrt{E} \quad - \text{формула Личмена [11].}$$

Неопределенность в описании спектра нейтронов отражает состояние экспериментальных данных. Наибольшая ошибка наблюдается в области очень мягких и жестких участков спектра.

В последнее время для аппроксимации спектра нейтронов деления ^{235}U чаще используются рекомендованные МАГАТЭ [12] и включенные в файл данных для реакторной дозиметрии (IRDF) оценки NBS [13] и библиотеки ENDF/B-V [13].

Оцененные интегральные сечения. При выборе рекомендованных значений интегральных сечений в спектре нейтронов деления ^{235}U авторы ориентировались в основном на результаты работ [14-16]. Кроме того, использовались результаты оценки интегральных сечений, опубликованные в работах [17, 18].

В работе [14] выполнена оценка интегральных микроскопических сечений, измеренных на спектре нейтронов деления ^{235}U тепловыми нейтронами для 29 пороговых реакций, наиболее важных в реакторной дозиметрии и технологии быстрых реакторов. Большинство интегральных измерений выполнено относительным методом, поэтому в работе [14] их результаты перенормированы.

Рекомендованные значения средних по спектру сечений получены в работе [14] усреднением по методу наименьших квадратов перенормированных автором имеющихся экспериментальных данных, взятых "с весом", равным указанной ошибке эксперимента.

Рекомендованные в работе [17] данные включают результаты оценки [14] без изменений, за исключением ошибки сечений, которая в работе [17] учитывает неопределенность стандарта. Кроме того, проанализированы [17] все доступные измерения интегральных сечений на спектре нейтронов деления ^{235}U , опубликованные до 1974 г., и выполнена оценка этих сечений методом, аналогичным принятому в работе [14]. Причем при перенормировке сечений использовались те же значения стандартов.

В работе [16] опубликованы результаты новых измерений средних в спектре ^{235}U сечений для 17 пороговых реакций. После введения соответствующих поправок на многократное рассеяние, толщину образца и другие вторичные эффекты оказалось, что для большинства элементов результаты измерений достаточно хорошо согласуются с результатами выполненной ранее этими же авторами оценки интегральных сечений.

В целом наблюдается хорошее согласие средних по спектру деления ^{235}U тепловыми нейтронами рекомендованных сечений с результатами интегральных экспериментов (см. таблицу). Аппроксимация сечений реакций с выходом заряженных частиц к порогу реакции в большинстве случаев дает вклад в интегральное сечение меньше 1%.

Сравнение рекомендованных функций возбуждения пороговых реакций с вылетом заряженных частиц, усредненных по спектру нейтронов деления ^{235}U с экспериментальными данными

Реакция	Усредненные сечения, мб						
	Оцененный эксперимент	Библиотека БОСПОР-80			Результаты после корректировки и аппроксимации сечений		
		$\chi_1(E)$	$\chi_2(E)$	$\chi_3(E)$	$\chi_1(E)$	$\chi_2(E)$	$\chi_3(E)$
$^{24}\text{Mg}(np)^{24}\text{Na}$	1,50±0,06 [16]	1,52	1,40	1,56	1,60	1,48	1,63
$^{27}\text{Al}(n\alpha)^{24}\text{Na}$	0,706±0,028 [16]	0,698	0,638	0,724	0,738	0,676	0,762
$^{27}\text{Al}(np)^{27}\text{Mg}$	3,95±0,20 [16]	3,99	3,82	3,83	4,06	3,89	3,90
$^{31}\text{P}(np)^{31}\text{Si}$	35,5±2,7 [15]	32,5	32,0	30,6	32,36 ⁺	32,86	30,55 ⁺
$^{32}\text{S}(np)^{32}\text{P}$	66,8±3,7 [15]	65,62	64,47	61,94	65,49 ⁺	64,33 ⁺	61,81 ⁺
$^{46}\text{Ti}(np)^{46}\text{Sc}$	11,6±0,4 [16]	12,81	12,28	12,25	-	-	-
		(11,15)	(10,67)	(10,69)	11,23	10,74	10,77
$^{47}\text{Ti}(np)^{47}\text{Sc}$	17,7±0,6 [16]	22,2	21,8	21,0	22,21	21,86	21,09
$^{48}\text{Ti}(np)^{48}\text{Sc}$	0,302±0,010 [16]	0,262	0,241	0,269	-	-	-
		(0,282)	(0,260)	(0,289)	0,285	0,263	0,292
$^{54}\text{Fe}(np)^{54}\text{Mn}$	80,5±2,3 [16]	82,2	80,4	77,7	82,52	80,76	78,02
$^{56}\text{Fe}(np)^{56}\text{Mn}$	1,09±0,04 [16]	1,078	1,004	1,078	1,070 ⁺	0,999 ⁺	1,070 ⁺
$^{59}\text{Co}(n\alpha)^{56}\text{Mn}$	0,161±0,007 [16]	0,147	0,135	0,151	0,157	0,145	0,161
$^{58}\text{Ni}(np)^{58}\text{Co}$	105,1±1,1 [18]	103,0	101,0	97,9	103,6	101,5	98,0
$^{60}\text{Ni}(np)^{60}\text{Co}$	2,3±0,4 [17]	2,57	2,42	2,53	2,59	2,43	2,54
$^{63}\text{Cu}(n\alpha)^{60}\text{Co}$	0,500±0,056 [15]	0,482	0,452	0,478	0,493	0,462	0,488
$^{64}\text{Zn}(np)^{64}\text{Cu}$	30,2±0,5 [18]	36,8	36,0	34,8	-	-	-
		(32,02)	(31,25)	(30,25)	32,24	31,46	30,48
$^{90}\text{Zr}(np)^{90}\text{Y}$	0,38±0,02 [19]	0,33	0,31	0,33	-	-	-
		(0,36)	(0,33)	(0,35)	0,37	0,34	0,36

Примечания: 1. В скобках приведены результаты после корректировки сечений по интегральным данным. 2. Знаком плюс помечены те значения сечений, которые меньше соответствующих усредненных сечений библиотеки БОСПОР-80. Отклонения находятся в пределах точности аппроксимации.

Список литературы

1. Бьчков В.М., Золотарев К.И., Пашенко А.Б. и др. Организация машинной библиотеки оцененных сечений пороговых реакций БОСПОР-80 и ее тестировка по интегральным экспериментам. - Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Ядерные константы, 1981, вып.3(42), с.60.
2. Давыдов А.С. Теория атомного ядра. М.: Физматгиз, 1958, с.254.

3. Базь А.И., Зельдович Я.Б., Переломов А.М. Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике. М.: Наука, 1971, с.389.
4. Пономарев Л.И. Лекции по квазиклассике: Препринт ИТФ-53, 1967, с.24.
5. Бадиков С.А. и др. Программа рациональной аппроксимации RADE2: Препринт ФЭИ-1686. Обнинск, 1985.
6. Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. Методы решения некоторых задач. М.: Наука, 1979.
7. Rep. INDC (SEC)-54/L+DOS, July 1976.
8. Neutron cross-sections for reactor dosimetry. V.1, II: Rep. IAEA-208. Vienna, 1978.
9. Reynolds S.A., Emery J.F., Wyatt E.L. Half-lives of radionuclides. - Nucl.Sci. and Engng, 1968, v.32, p.46.
10. Ryves T.B. Activation measurements of thermal neutron capture cross-sections and resonance integrals. - J.Nucl.Energy, 1970, v.24, p.35.
11. Story J.S. Winfrith nuclear data group notes on topics in nuclear data evaluation, 1964-1968: Rep. AEEW-M-7907, 1968.
12. Cullen D.E., Kocherov N., McLaughlin P.K. The international reactor dosimetry file (IRDF-82): Rep. IAEA-NDS-41, 1982.
13. IAEA group meeting on nuclear data for reactor dosimetry (Vienna, 13-17 November 1978). Vienna, 1979: Rep. INDC(NDS)-100/m.
14. Fabry A. Rep. BLG-465, 1972.
15. Farby A., McElroy W.N., Kellogg L.S. e.a. Rev. of microscopic integral cross-sections data in fundamental reactor dosimetry benchmark neutron fields. - In: Proc. of a consultants meeting on integral cross-section measurement in standard neutron fields for reactor dosimetry (Vienna, 15-19 November 1976). V.1. Vienna, 1978, p.233: Rep. IAEA-208.
16. Mannhart W., Farby A. U-235 spectrum-averaged neutron cross-sections, 1985, v.V, p.58: Rep. NEANDC(E)-262 U.
17. Calamand A. Cross-sections for fission neutron spectrum induced reactors. Vienna: IAEA, 1973: Rep. INDC(NDS)-55L.
18. Бондарс Х.Я., Лапенас А.А. Рекомендованные сечения активационных детекторов: Препринты ЛАФИ 054, 057. Саласпилс, 1983.
19. Бондарс Х.Я., Вейнберг Я.К., Лапенас А.А. Сечения активации некоторых пороговых реакций. - Вопросы атомной науки и техники. Сер.Ядерные константы, 1974, вып.15, с.63.

Статья поступила в редакцию 4 августа 1986 г.

УДК 539.125.5

О ФОРМЕ СПЕКТРОВ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ
ПО ИЗМЕРЕНИЮ ЯДЕРНЫХ КОНСТАНТ НА ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИХ УСКОРИТЕЛЯХ

С. В. Тихонов, В. С. Шорин

ON THE FAST NEUTRON SPECTRA FORM IN THE NUCLEAR CONSTANT MEASUREMENT EXPERIMENTS WITH ELECTROSTATIC ACCELERATORS. The approach to calculate the spectra of neutrons being produced in charge particle induced reactions on the Van-de-Graaf accelerator has been presented. The energy spread caused by initial ion beam as well as straggling and ion multiply scattering and by geometry of experimental setup have been taken in account in this model. The main spectrum parameters - the average energy E and the variance D - for the real experiment with the $T(p,n)$ sources have been calculated using SM-3 computer.

Моноэнергетические пучки быстрых нейтронов, получаемые на электростатических ускорителях, широко используются в практике измерений констант взаимодействия быстрых нейтронов (сечения захвата σ_f , сечения деления σ_f и т.п.) с атомными ядрами [1,2]. Поэтому вопрос об энергетической

форме нейтронного спектра $N(E)$ на облучаемом образце для подобных источников и о его влиянии на измеряемые константы в реальных условиях эксперимента является достаточно важным, особенно в тех случаях, когда форму спектра трудно измерить непосредственно.

Цель данной работы - определение формы нейтронного спектра и его основных характеристик (средней энергии и дисперсии) для нейтронного источника на основе реакции $T(p,n)$, который использовался в типичной активационной методике измерения сечений радиационного захвата ядрами актиноидов [3,4].

Учет поправок на форму спектра. Типичная схема геометрии эксперимента показана на рис.1. Для получения нейтронов с энергиями 0,3-1,2 МэВ используются протоны с энергиями 1,2-2,0 МэВ. Исследуемые образцы в форме тонкого диска диаметром 20 мм расположены на расстоянии 40 мм от мишени типа ScT_2 , так что диапазон углов, под которыми попадающие на образец нейтроны вылетают из мишени, является значительным (до 20°). В подобном случае "плохой геометрии" измеряемой величиной сечения взаимодействия (захвата) является величина

$$\langle \sigma_n \rangle = \int_{E_{min}}^{E_{max}} \sigma_n(E) N(E) dE, \quad (1)$$

где функция $N(E)$ - спектр нейтронов с энергией E в интервале энергий $\{E_{min}, E_{max}\}$ - определяется соотношением

$$N(E) = \int_0^{\theta_0} N(E, \theta) P(\theta) d\theta, \quad (2)$$

где $N(E, \theta)$ - число нейтронов с энергией E , вылетающих из мишени в диапазоне углов $\theta, \theta+d\theta$; $P(\theta)$ - весовая функция, учитывающая вероятность поглощения в образце нейтронов с углом вылета θ ; θ_0 - максимальный угол вылета нейтронов, попавших в образец.

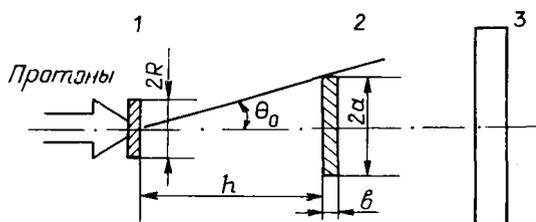


Рис.1. Геометрия эксперимента по измерению сечений захвата нейтронов методом активации: 1 - мишень; 2 - образец; 3 - детектор (монитор нейтронного потока)

Конечная ширина спектра может вызвать смещение измеряемой величины сечения $\langle \sigma_n \rangle$ от искомой величины $\sigma_n(\langle E \rangle)$, которое определяется видом функции $\sigma_n(E)$ в интервале энергий $E_{min} \leq E < E_{max}$. Если эта функция является квадратичной по переменной E , то выражение (1) принимает вид

$$\langle \sigma_n \rangle = \sigma_n(\langle E \rangle) (1 + \beta D), \quad (3)$$

где $\langle E \rangle$, D - математическое ожидание и дисперсия величины E для функции распределения $N(E)$ соответственно; $\beta = \frac{1}{2} \frac{[\partial^2 \sigma_n(E) / \partial E^2]}{\sigma_n(\langle E \rangle)}$. Таким образом, для корректного нахождения искомого

сечения $\sigma_n(\langle E \rangle)$ нужно определить не только среднюю энергию спектра $\langle E \rangle$, но и дисперсию D . Параметр β энергетической зависимости сечения может быть найден в дополнительном эксперименте по измерению данного сечения в других энергетических точках с последующей обработкой результатов методом итераций или получен из имеющихся оценок измеряемого сечения.

Расчет нейтронных спектров $N(E, \theta)$ и $N(E)$. Спектры $N(E)$ и $N(E, \theta)$ рассчитываются по известным характеристикам мишени и геометрии облучения образцов. Форма спектра $N(E, \theta)$ описывалась соотношением

$$N(E, \theta) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} d\psi \int_0^t C(x) dx \int_0^{\varphi_{max}} Q_x(\varphi) d\varphi \int_0^{E_0} \sigma(E', \Omega) G(E' - E_x/s_x) \delta[E - f_n(E', \Omega)] dE'. \quad (4)$$

Здесь ψ - угол между проекциями на нормальную плоскость векторов направлений протонов и вылетающих нейтронов в точке взаимодействия x ; $C(x)$ - концентрация ядер трития по глубине x от поверхности мишени; t - толщина мишени; $Q_x(\varphi)$ - функция распределения числа протонов по углам φ после многократного рассеяния на атомах мишени на глубине x (угол φ отсчитывается от направления первичного пучка при нормальном падении на мишень); φ_{max} - наибольший угол многократного рассеяния; $\sigma(E', \Omega)$ - дифференциальное сечение реакции $T(p, n)$ для протонов с энергией E' ; $G(E' - E_x/s_x)$ - функция распределения протонов с начальной энергией E_0 по энергии E' относительно средней энергии E_x на глубине x , учитывающая флуктуации энергетических потерь (s_x^2 - дисперсия распределения); $\delta(Z)$ - дельта-функция; $f_n(E', \Omega)$ - кинематическая функция, определяющая энергию нейтрона $[7]$; Ω - угол между направлениями протона и вылетающего нейтрона, определяемый соотношением $\cos \Omega = \cos \varphi \cos \theta + \sin \varphi \sin \theta \cos \psi$.

Бесовая функция $P(\theta)$ определяется практически полностью геометрией эксперимента (радиусом пучка протонов R на мишени, радиусом a образца, его толщиной b , расстоянием между образцом и мишенью h). Для данного случая, когда ось протонного пучка совпадает с осью мишени и образца и нормальна к их поверхностям, функция $P(\theta)$ может быть вычислена по соотношениям из работы $[6]$. Для тонких образцов с $\Sigma_t b \ll 1$ (Σ_t - макроскопическое полное нейтронное сечение) она имеет вид

$$P(\theta) = \frac{\Sigma_c}{\pi R^2} \sin \theta \int_0^R y dy \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \Delta(\theta, \phi, y) d\phi. \quad (5)$$

Здесь Σ_c - макроскопическое сечение захвата;

$$\Delta(\theta, \phi, y) = \begin{cases} b \sec \theta, & \text{если } 0 \leq \theta \leq \theta_1, \\ L \operatorname{cosec} \theta - h \sec \theta, & \text{если } \theta_1 \leq \theta \leq \theta_2, \\ 0, & \text{если } \theta > \theta_2, \end{cases}$$

где $\theta_1 = \operatorname{arctg} [L/(b+h)]$; $\theta_2 = \operatorname{arctg} (L/h)$,

$$L = -y \sin \phi + (y^2 \sin^2 \phi - y^2 + a^2)^{1/2}.$$

Таким образом, задача сводится к интегрированию выражений (2), (4), (5). Для этого необходимо знать явный вид функций $Q_x(\varphi)$ и $G(E' - E_x/s_x)$, который в общем случае достаточно сложен, поскольку их расчет требует детального рассмотрения процессов взаимодействия ионов с веществом мишени с учетом его состава и реальной атомной структуры $[7, 8]$. Однако на практике часто используют приближенные решения уравнений переноса, описывающих торможение заряженных частиц: приближение малых углов для функции Q_x $[8]$ и приближение Вавилова для функции G $[9, 10]$. Первое приближение имеет вид

$$Q_x(\varphi) = 2\varphi \langle \varphi_x^2 \rangle^{-1} \exp(-\varphi^2 / \langle \varphi_x^2 \rangle), \quad (6)$$

Здесь средний квадрат угла многократного рассеяния для протонов равен $\langle \varphi_x^2 \rangle = k \ln(5,301 \cdot 10^6 Z^{1/3} \xi x E^{-1})$, где $k = 0,157 \xi x (Z+1) / (4E^2)$; $\xi = Z/A$ (Z, A - заряд и атомный номер ядра мишени соответственно); x - толщина мишени, г/см^2 ; E - энергия протонов в мегаэлектронвольтах. В типичном эксперименте по измерению сечений захвата с использованием мишеней ScT_2 толщиной 0,6-1,0 мг/см^2 величина $\langle \varphi_x^2 \rangle$ не превышает 2° , что оправдывает выбор приближения (6).

В модели Вавилова для нерелятивистского случая ($\beta^2 = 0$) функция G выражается через функцию Вавилова $V(\alpha, \lambda)$ с помощью соотношения

$$G(E' - E_x/s_x) = \xi^{-1} V(\alpha, \lambda), \quad (7)$$

где $s_x^2 = \xi^2 / \alpha$; $\xi = 72 \xi x / E$; $\alpha = 3,3 \cdot 10^4 \xi x / E^2$; $\lambda = (E_x - E') \xi^{-1} - 0,423 - \ln x$.

Функция $V(\alpha, \lambda)$ затабулирована в работе [10]. Отметим, что распределение (7) является несимметричным по величине $\xi = E' - E_x$. Предельными случаями распределения Вавилова являются распределение Ландау для очень тонких мишеней ($\alpha < 0,01$) и распределение Бора для толстых мишеней ($\alpha > 10$). Распределение Бора симметрично относительно E_x и выражается функцией Гаусса

$$G(E' - E_x/s_x) = (2\pi s_B^2)^{-1/2} \exp[-(E' - E_x)/s_B^2] \quad (8)$$

с дисперсией $s_x^2 = s_B^2 = 0,157 \xi x$. Отметим, что в рассматриваемых экспериментах параметр $\alpha \approx 6$, т.е. в расчетах необходимо использовать функцию Вавилова (7). Однако учет первичного размытия пучка протонов s_0 симметризует функцию G и делает ее близкой к функции Гаусса с дисперсией

$$s_x^2 = s_0^2 + s_B^2. \quad (9)$$

Расчет спектра нейтронов и его характеристик по формулам (2)-(5) не представляет трудности для больших ЭВМ. Однако для малых ЭВМ типа СМ-3, которые используются в эксперименте для сбора и обработки информации [11], время расчетов может оказаться достаточно большим. Поэтому желательно упростить исходную модель (4) без существенной потери ее точности. Это можно сделать на базе простой модели, позволяющей оценить влияние различных стадий в процессе формирования нейтронного спектра.

Форма спектра $N(E)$ в простой модели. На практике часто используют однородные мишени с постоянной по глубине концентрацией трития $C(x) = C_0$. Кроме того, предположим, что сечение реакции $T(p, n)$ постоянно $-\sigma(E) = \sigma_0$. Для функций G и Q_x в выражении (4) используем боровское приближение (8), (9) и приближение малых углов (6) соответственно. Далее предположим, что:

- функция $E_x = f(x, E_0)$ является линейной относительно переменной x , т.е. тормозная способность вещества мишени $dE/dx = W$ не зависит от энергии протона, из чего следует $E_x = E_0 - Wx$;
- кинематическая функция $f_n(E', \Omega)$ является линейной по переменным E' и Ω , т.е. $f_n(E', \Omega) = E_n(E_0, 0) + \alpha(E' - E_0) + \beta\Omega$, где α и β - постоянные;
- $\varphi_{max}^2 \gg \langle \varphi^2 \rangle_x$;

- дисперсии энергетического s_x^2 и углового $\langle \varphi^2 \rangle_x$ разбросов пучка протонов в мишени постоянны и не зависят от величины x ;

Используя эти приближения и проводя интегрирование выражения (4) для формы спектра, получим

$$N(z_0, z_1) = n_{max} / 2\sqrt{1+q^2} \left\langle \Phi(z_1) - \Phi(z_0) + \rho^2 \sqrt{1+p^2} / 2 x \right. \\ \times \left. \left\{ \Phi \left[z_1 / (1+3/4 p^2)^{3/2} \right] - \Phi \left[z_0 / (1+3/4 p^2)^{3/2} \right] \right\} + \rho \sqrt{1+p^2} / \pi \times \right. \\ \left. \times \int_0^\pi \frac{\cos \psi d\psi}{(1+q^2)^{1/2}} \left\{ \exp \left(-\frac{z_1^2}{1+q^2} \right) \left[1 - \Phi \left(\frac{z_1 q}{\sqrt{1+q^2}} \right) \right] - \exp \left(-\frac{z_0^2}{1+q^2} \right) \left[1 - \Phi \left(\frac{z_0 q}{\sqrt{1+q^2}} \right) \right] \right\} \right\rangle. \quad (10)$$

Здесь n_{max} - максимальная амплитуда спектра $N(z_0, z_1)$, $n_{max} = C_0 \sigma_0 / \alpha W$; $z_0 = \varepsilon / \sqrt{2} \alpha s_x$; $z_1 = (\varepsilon + \Delta) / \sqrt{2} \alpha s_x$ (где $\varepsilon = E_n - f_n(E_0, \theta)$; $\Delta = Wt$ - "нейтронная толщина мишени"); $q = P \cos \psi$; $p = \beta \langle \varphi^2 \rangle^{1/2} \sin \theta / \sqrt{2} \alpha s_x$ - параметр вклада многократного рассеяния в энергетическое размытие спектра. Отметим, что для условий данной задачи $p^2 \ll 1$; $\Phi(z) = ERF(z)$ - интеграл ошибок [12] по переменной z .

Форма спектра $N(z_0, z_1)$ имеет вид прямоугольного распределения с размытыми краями. В точках $z_0 = 0$ и $z_1 = 0$ значения функции равны $1/2 n_{max}$, т.е. ширина спектра на полувьсоте равна Δ . Первые моменты функции $N(\varepsilon, \theta)$ с точностью до членов p^4 равны

$$M_0 = \int N(\varepsilon, \theta) d\varepsilon = n_{max} \Delta; \quad M_1 = \int \varepsilon N(\varepsilon, \theta) d\varepsilon = -\Delta/2; \\ M_2 = \int \varepsilon^2 N(\varepsilon, \theta) d\varepsilon = \frac{1}{3} \Delta^2 + \alpha^2 s_x^2 \left\{ 1 + p^2 \left[1 - (2\pi)^{-1/2} \alpha s_x / \Delta \right] \right\}.$$

Дисперсия распределения $D = M_2 - M_1^2$ равна

$$D = \frac{\Delta^2}{12} \left\{ 1 + 12 \frac{\alpha^2 s_x^2}{\Delta^2} \left[1 + \rho^2 \left(1 - \frac{\alpha s_x}{\sqrt{2\pi} \Delta} \right) \right] \right\}.$$

Для прямоугольного распределения $D = \Delta^2/12$. Заметим, что величина $\alpha s_x/\Delta$ обычно существенно меньше единицы (в рассматриваемых случаях $\alpha s_x/\Delta < 0,1$). Двухмодальное симметричное распределение $|\partial N(\varepsilon, \theta)/\partial \varepsilon|$ с максимумами в точках $\varepsilon=0$ и $\varepsilon=-\Delta$ характеризует степень размытия краев спектра $N(\varepsilon, \theta)$. Дисперсия случайной величины ε для этого распределения равна

$$D = \alpha^2 s_x^2 (1 + \rho^2). \quad (11)$$

Таким образом, эффект многократного рассеяния протонов в мишени сводится к дополнительному размытию краев спектра $N(\varepsilon, \theta)$, и его роль аналогична роли энергетического страгглинга.

Проведенное рассмотрение позволяет предположить, что можно построить распределение $N(\varepsilon, \theta)$, эквивалентное распределению (10), т.е. обладающее такими же первыми моментами M_0, M_1 и M_2 и имеющее более простое аналитическое представление, как, например,

$$N(\varepsilon, \theta) = \frac{n_{max}}{2} \left[\Phi \left(\frac{\varepsilon + \Delta}{\sqrt{2\tilde{D}}} \right) - \Phi \left(\frac{\varepsilon}{\sqrt{2\tilde{D}}} \right) \right]. \quad (12)$$

Выражения (10)-(12) получены в приближении $\tilde{D} = \text{const}$. Параметр ρ является практически постоянным из-за почти одинаковой зависимости величин $\langle \varphi^2 \rangle_x$ и s_x^2 от x , поэтому приближение $\tilde{D} = \text{const}$ по существу означает $s_x = \text{const}$. Переход к случаю $s_x^2 = s_B^2(x)$ в рамках модели без многократного рассеяния [$Q_x(\varphi) = \delta(0)$, $\rho = 0$] в первом приближении сохраняет представление (12) для формы спектра $N(\varepsilon, \theta)$ за малым исключением: вместо одной величины \tilde{D} появляются две: $D^+ = s_0^2 + s_B^2(t)$ в первом члене и $D^- = s_0^2$ во втором члене соотношения (12). Обобщая этот вывод на случай многократного рассеяния, имеем окончательную модель для формы спектра в виде

$$N(\varepsilon, \theta) = \frac{n_{max}}{2} \left\{ \Phi \left[\frac{\varepsilon + \Delta}{\sqrt{2\alpha^2 s_t^2 (1 + \rho^2)}} \right] - \Phi \left(\frac{\varepsilon}{\sqrt{2}s_0} \right) \right\}, \quad (13)$$

т.е. прямоугольное распределение с амплитудой n_{max} и шириной на полувысоте Δ , у которого высокоэнергетический край размыт в результате первичного энергетического разброса в пучке (s_0), а низкоэнергетический край получает добавочное размытие за счет страгглинга $\alpha^2 s_t^2 [s_t = s_B(t)]$ и многократного рассеяния ($\rho^2 \alpha^2 s_t^2 = \frac{1}{2} \beta^2 \langle \varphi^2 \rangle_t \sin^2 \theta$).

Используя выражение (13) для $N(E_n, \theta)$, можно рассчитать полный спектр $N(E_n)$ на образце. В качестве функции распределения $P(\theta)$ по углам вылета нейтронов в первом приближении используем выражение для точечной мишени:

$$P(\theta) = \begin{cases} \sin \theta (1 - \cos \theta_0)^{-1}, & \text{если } \theta \leq \theta_0, \\ 0, & \text{если } \theta > \theta_0, \end{cases} \quad (14)$$

где θ_0 - угловой размер образца по отношению к мишени. Вводя переменную $\mu = 1 - \cos \theta$, запишем выражение (2) в виде

$$N(E_n) = \mu_0^{-1} \int_0^{\mu_0} N(E_n, \mu) d\mu,$$

где $\mu_0 = 1 - \cos \theta_0$. Представляя кинематическую функцию $f_n(E_0, \theta)$ в виде $f_n(E_0, \theta) = E_n(E_0, \theta) + \mu$ и проводя интегрирование с учетом (13), получаем

$$N(E_n) = n_{max} / 2 \left\langle \delta_1^{-1} \left\{ u \Phi(u) - z_1 \Phi(z_1) + \pi^{-1/2} [\exp(-u^2) - \exp(-z_1^2)] \right\} - \delta_0^{-1} \left\{ v \Phi(v) - z_0 \Phi(z_0) + \pi^{-1/2} [\exp(-v^2) - \exp(-z_0^2)] \right\} \right\rangle, \quad (15)$$

где

$\delta_1 = \gamma \mu / \sqrt{2D^+}$; $u = z_1 + \delta_1$; $z_1 = [E_n - f_n(E_0, 0) + \Delta] / \sqrt{2D^+}$; $\delta_0 = \gamma \mu / \sqrt{2D^-}$; $v = z_0 + \delta_0$;
 $z_0 = [E_n - f_n(E_0, 0)] / \sqrt{2D^-}$. Если $\gamma \mu_0 / 2 \ll \Delta$, то с точностью до членов $(\gamma \mu_0 / 2\Delta)^2$ выражение (I5) приводит к виду

$$N(E_n) = \frac{n_{max}}{2} \left[\Phi \left(\frac{\varepsilon + \Delta + \Delta \mu}{\sqrt{2D^+}} \right) - \Phi \left(\frac{\varepsilon + \Delta \mu}{\sqrt{2D^-}} \right) \right], \quad (I6)$$

где $\varepsilon = E_n - f_n(E_0, 0)$; $\Delta \mu = \gamma \mu_0 / 2$. Таким образом, в данной модели спектр $N(E_n)$ имеет прямоугольное распределение с размытыми краями. Его ширина на полувысоте $n_{max}/2$ равна Δ . Величина средней энергии для этого спектра равна

$$\langle \varepsilon \rangle = -\frac{\Delta}{2} - \Delta \mu - \frac{D^+ - D^-}{2\Delta}, \quad (I7)$$

т.е. сдвинута по сравнению с величиной $\langle \varepsilon \rangle$ для спектра $N(\varepsilon, \theta)$ на величину $\Delta \mu$. Величина дисперсии для спектра $N(E_n)$ равна

$$D = \frac{\Delta^2}{12} \left[1 + \frac{6(D^+ + D^-)}{\Delta^2} - 3 \left(\frac{D^+ - D^-}{\Delta^2} \right)^2 \right]. \quad (I8)$$

Если граница μ_0 углового распределения $P(\mu)$ является размытой (неточность мишени), т.е. величина μ_0 случайная с дисперсией ξ_0^2 , то границы распределения (I6) получают дополнительное размытие с дисперсией $\gamma^2 \xi_0^2 / 4$, которую нужно добавить к величинам D^+ и D^- .

Полученные соотношения (I6)–(I8) позволяют не только проследить влияние отдельных компонентов модели, таких, как толщина мишени, энергетический страгглинг и разброс пучка, многократное рассеяние, угловые размеры образца на нейтронные характеристики нейтронного спектра, но и указать простой путь учета многократного рассеяния (для малых параметров ρ) с помощью соотношения (II). Кроме того, они могут быть полезными при оценке средних характеристик спектра, что подтверждается сравнением с точными расчетами.

Результаты расчетов и их обсуждение. Для расчета нейтронного спектра $N(E)$ и его характеристик $\langle E \rangle$ и D создана программа STRVS на ЭВМ СМ-3. Она написана на языке ФОРТРАН в системе RAPOS в диалоговом режиме работы. Исходными для программы были соотношения (2), (4), (5). Величины $N(E, \theta)$ рассчитывались в предположении $Q_x(\varphi) = \delta(0)$. Многократное рассеяние неявно учитывалось с помощью соотношения (II). Основой программы была версия программы TWOMIX для расчета спектров заряженных частиц из толстых мишеней двухкомпонентного состава [13]. Использовалась параболическая интерполяция таблично заданных функций $\sigma(E, \Omega)$ [14], $\sigma_p(E_n)$ (из библиотеки ENDF/B-V) и dE/dx [15]. Зависимость $C(x)$ задавалась кусочно-линейными функциями. Для численного интегрирования использовались методы Симпсона и Гаусса. Распределение Вавилова рассчитывалось с использованием линейной интерполяции величин $\ln V(x_i, \lambda_i)$ по переменной x и интерполяции цепными дробями 3-го порядка по переменной λ , что обеспечило точность интерполяции лучше 2%. Величины $V(x_i, \lambda_i)$ задавались в виде таблицы для случая $\beta^2 = 0$ [10]. Точность расчетов величин $\langle E \rangle$ и $D^{1/2}$ составляла около 0,1 кэВ, что связано с ограничениями по выбору числа узлов интегрирования, обусловленными заданным временем полного расчета (10–20 мин). Отметим, что в данном подходе при рассмотрении многократного рассеяния не учитывалось искривление траектории рассеянных протонов в мишени. Смещение энергий, вызванное этим эффектом, для мишеней толщиной менее 1 мг/см² не превышало 0,15 кэВ, т.е. находилось на уровне указанной точности расчетов.

На рис.2 приведены результаты расчетов спектров нейтронов, вылетающих из однородного тонкого слоя ScT₂ (толщиной 0,04 мг/см²) под углом $\theta = 0^\circ$. Учет страгглинга, как видно, существенно изменяет форму спектра, причем чувствительность формы к виду модели страгглинга гораздо меньше. Для более толстых слоев (толщиной 0,82 мг/см²) зависимость от модели страгглинга практически исчезает (рис.3), а учет страгглинга изменяет лишь форму мягкой части спектра. Появление наклона в плоской части спектра $N(E, \theta)$ на рис.3 обусловлено реальной зависимостью сечения реакции $T(p, n)$ от энергии протонов и нелинейным поведением кинематической функции $f_n(E', \theta)$

от энергии протонов E' , что в простой модели не учитывалось. Учет углового разброса вылетающих нейтронов для реальных образцов делает спектр $N(E)$ малочувствительным к энергетическому страгглингу и практически нечувствительным к виду модели страгглинга как для тонкого слоя (рис.4), так и для толстого слоя (рис.5). Таким образом, угловой разброс для рассматриваемого реального случая наряду с толщиной слоя вносит определяющий вклад в ширину полного спектра $N(E)$. Вид функции углового распределения нейтронов $P(\theta)$ приведен на рис.6. Расчеты проводились по формулам (5) для образца ($\alpha = 9,93$ мм, $\beta = 0,2$ мм), расположенного на расстоянии $h = 38,5$ мм от мишени ($R = 3,0$ мм). Основное отличие вычисленной функции $P(\theta)$ от случая точечной мишени связано с размытием края распределения, что зависит от конечного угла образца.

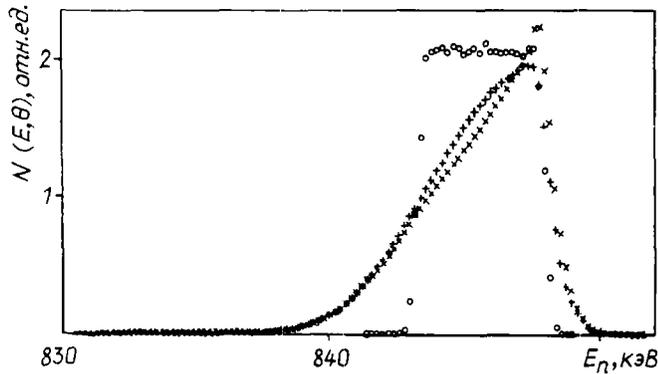


Рис.2. Результаты расчета спектра нейтронов $N(E, \theta)$ для тонкого слоя без учета (o) и с учетом энергетического страгглинга в приближении Бора (+) и Вавилова (x) ($E_0 = 1,6564$ МэВ, $s_0 = 0,1$ кэВ)

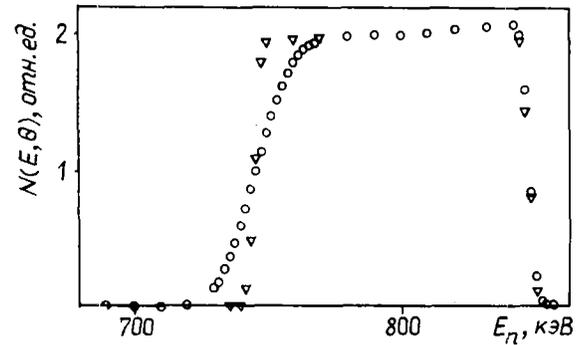


Рис.3. Результаты расчета спектров нейтронов $N(E, \theta)$ с учетом (o) и без учета страгглинга (∇) для толстой мишени ScT_2 ($E_0 = 1,6564$ МэВ, $s_0 = 1$ кэВ)

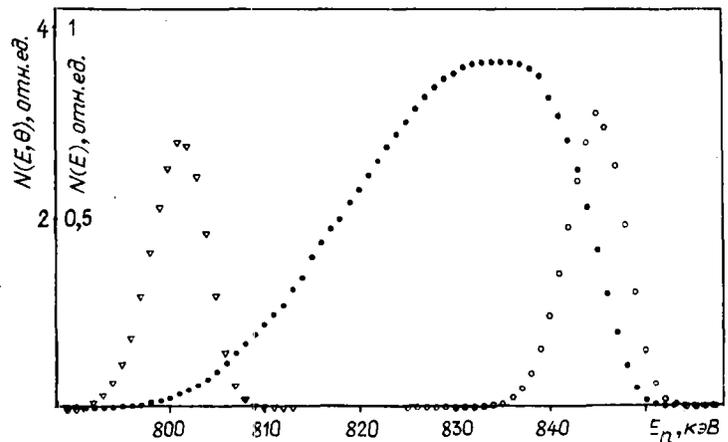


Рис.4. Результаты расчета спектров нейтронов $N(E, \theta)$ для $\theta = 0^\circ$ (o) и $\theta = 18^\circ$ (∇) и реального спектра на образце $N(E)$ (●) для однородной тонкой мишени (толщиной $0,045$ мг/см²) с учетом страгглинга ($E_0 = 1,6564$ МэВ, $s_0 = 1$ кэВ)

В таблице приведены результаты расчетов основных параметров $\langle E \rangle$ и D нейтронных спектров на реальном образце для различных модельных представлений. Они подтверждают важность учета геометрии эксперимента, что может сместить величину $\langle E \rangle$ на 10-15 кэВ. Расчеты показывают, что простая модель (17)-(18) дает оценки, достаточно близкие к точным расчетам. Учет страгглинга и многократного рассеяния практически не влияет на определение величины $\langle E \rangle$. Значение дисперсии D определяется в основном толщиной слоя ScT_2 ($D \approx \Delta^2/12$). Разные угловые размеры образцов и используемых в эксперименте мониторов (детекторов нейтронного потока) могут привести к различным значениям средней энергии $\langle E \rangle$ нейтронного потока. Это различие может составлять до 15 кэВ, как показывают результаты расчетов (см. таблицу) для эксперимента, использующего в качестве мониторов водородный счетчик [3, 4]. Изменение средней энергии для сечения захвата, достаточно плавно изменяющегося с энергией нейтрона в рассматриваемом диапазоне, изменяет величину искомого се-

чения всего на 1-2%. Чувствительность сечения к изменениям величины D существенно меньше. Однако в случае порогового характера поведения сечения взаимодействия, как, например, в случае сечения деления ряда актинидов [16] в области энергий $E_n > 0,2$ МэВ, подобные изменения величины $\langle E \rangle$ могут вызвать существенно большие изменения сечений σ_f . При этом вклад величин D может оказаться заметным.

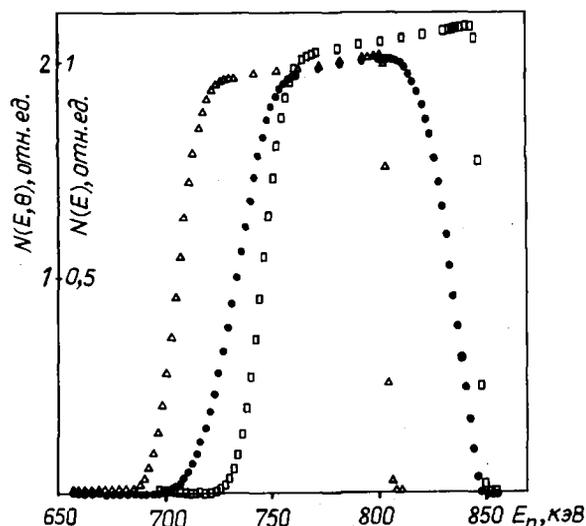


Рис. 5. Результаты расчетов спектров нейтронов $N(E, \theta)$ для $\theta = 0^\circ$ (\square) и $\theta = 180^\circ$ (Δ) и спектра $N(E)$ на реальном образце (\bullet) для толстой мишени (толщиной $0,82$ мг/см 2) с учетом страгглинга ($E_0 = 16564$ МэВ, $S_0 = 1$ кэВ)

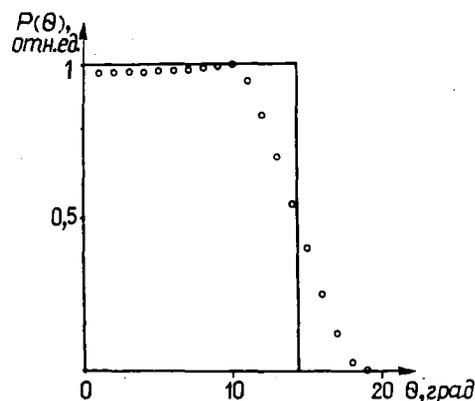


Рис. 6. Функция углового распределения (\circ) нейтронов $P(\theta)(\sin \theta)^{-1}$ на реальном образце; сплошная линия - расчет для точечной мишени (I4)

Основные параметры спектра нейтронов $\langle E \rangle$, $\langle D \rangle$ на реальном образце и мониторе для различных модельных представлений ($E_0 = 1,6564$ МэВ, $t = 0,82$ мг/см 2 , $S_0 = 1$ кэВ)

Параметр	Образец						Монитор
	1	2	3	4	5	6	
$\langle E \rangle$, МэВ	0,7970	0,7800	0,7826	0,7826	0,7827	0,7826	0,7974
$\langle D \rangle \cdot 10^3$, МэВ 2	0,8501	0,8852	0,9372	0,9686	0,9948	0,9690	0,9921

Примечание. 1 - расчеты без учета геометрии, $\theta = 0^\circ$; 2 - простая модель; 3, 4, 5 - расчеты без учета энергетического страгглинга, с учетом страгглинга по моделям Бора и Вавилова соответственно; 6 - учет страгглинга и многократного рассеяния.

Список литературы

1. Кузьминов Б.Д., Романов В.А., Усачев Л.Н. Использование электростатических ускорителей для ядерно-физических исследований. - Атомная энергия, 1983, т.55, № 4, с.222-233.
2. Бролли Дж., Фаулер Дж. Источники моноэнергетических нейтронов. Реакции на легких ядрах. - В кн.: Физика быстрых нейтронов. М.: Госатомиздат, 1963, т.1, с.20-45.
3. Давлетшин А.Н., Тихонов С.В., Типунков А.О. и др. Измерение сечений радиационного захвата нейтронов для ^{238}U и ^{197}Au относительно сечения упругого рассеяния нейтронов на протонах. - Атомная энергия, 1980, т.48, № 2, с.87-91.
4. Давлетшин А.Н., Тихонов С.В., Типунков А.О. и др. Сечение радиационного захвата быстрых нейтронов ядрами ^{197}Au , ^{236}U , ^{237}U . - Атомная энергия, 1985, т.58, № 3, с.183-187.
5. Монаган Дж. Кинематика реакций с образованием нейтронов. - В кн.: Физика быстрых нейтронов. М.: Госатомиздат, 1963, т.1, с.5-19.

6. Вартанов Н.А., Самойлов П.С. Практические методы сцинтилляционной гамма-спектрометрии. М.: Атомиздат, 1977, с.46-49.
7. Калашников Н.П., Ремизович В.С., Рязанов М.И. Столкновения быстрых заряженных частиц в твердых телах. М.: Атомиздат, 1980, гл.2-4.
8. Бете Г., Ашкин Ю. Прохождение излучения через вещество. - В кн.: Экспериментальная ядерная физика. М.: Изд-во иностр.лит., 1955, т.1, с.239.
9. Вавилов П.В. Ионизационные потери тяжелых частиц больших энергий.-Ж.эксперим.и теор.физ., 1957, т.32, № 4, с.921.
10. Desorminek G. Introduction to radioanalytical physics. Amsterdam: Elsevier, 1978, p.64.
11. Харитонов А.К., Дружинин В.И., Лукашкин А.В. и др. Автоматизированное рабочее место для проведения измерений нейтронных сечений на основе мини-ЭВМ СМ-3 и системы КАМАК: Препринт ФЭИ, № 1683, Обнинск, 1985.
12. Янке Е., Эмде Ф., Леш Ф. Специальные функции. М.: Наука, 1968, гл.УП.
13. Шорин В.С. Программа обработки результатов ядерного микроанализа неоднородных двухкомпонентных смесей. - В кн.: Тезисы докладов XXXIV Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л.: Наука, 1984, с.556.
14. Liskin H., Paulsen A. Neutron production cross-sections and energies for the reactions $T(p,n)^3\text{He}$, $D(d,n)^3\text{He}$ and $T(d,n)^4\text{He}$ - Nucl.Data Tables, 1973, v.11, p.569-619.
15. Janni L.F. Proton range-energy tables. - Atomic Data and Nucl.Data Tables, 1982, v.27, p.150-529.
16. Фурсов Б.И., Баранов Е.Ю., Клемьев М.П. и др. Измерение сечений деления ^{231}Pa и ^{243}Am быстрыми нейтронами. - Атомная энергия, 1985, т.59, № 5, с.339-343.

Статья поступила в редакцию 2 февраля 1987 г.

УДК 539.173

УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОСКОЛКОВ ФОТОДЕЛЕНИЯ ^{234}U и ^{238}U

И. Е. Б о ч а р о в а, В. Е. Р у д н и к о в, Г. Н. С м и р е н к и н,
А. С. С о л д а т о в, Ш. Ю х а с *

THE ANGULAR DISTRIBUTION OF PHOTOFISSION FRAGMENT OF ^{234}U AND ^{238}U . The measurements of the angular distributions of fission fragments in the photofission of ^{234}U and ^{238}U has been performed between 6,4 and 9 MeV. As γ -source, the bremsstrahlung from a microtron was used. For detection of the fission fragments two tipe of solid-state track detectors were used: the glass detector was scanning by the microscop and the Makrofol-KG foil was counting by JSC-set (Jumping Spark Counter). The results are compared to the results of earlier experiments. Some discrepancies were discussed.

При экспериментальном изучении фотоделения на пучках тормозного излучения широко применяют диэлектрические детекторы. Этот способ регистрации актов деления использовался и в измерениях угловых распределений осколков ^{234}U и ^{238}U в диапазоне граничных энергий тормозного спектра γ -квантов $E_{\text{max}}=6,4-9,0$ МэВ, результаты которых сообщаются в настоящей работе. Преследовались две цели: испытать методику автоматического обсчета треков и восполнить некоторые пробелы в изучении фотоделения ^{234}U .

* Институт экспериментальной физики Университета им. Л.Кочута, Дебрецен, ВНР.

В предыдущих экспериментах авторов использовались стеклянные и слюдяные детекторы, обсчет которых проводился трудоемким визуальным способом. Существуют технические средства, позволяющие автоматизировать этот процесс. Большинство средств, нашедших применение, основано на явлении искрового пробоя тонких поликарбонатных пленок через сквозные треки от осколка деления. Для этой цели использовался прибор JSC (Jumping Spark Counter) [1], разработанный в ВНР. Чтобы сравнить две методики, проведены измерения обоими детекторами: стеклянными (цилиндрические пластинки) и поликарбонатными (пленка типа Makrofol-KG толщиной 12 мкм).

Угловые распределения осколков фотоделения ^{238}U достаточно хорошо изучены, и имеющиеся экспериментальные данные о них могли служить основой в методической части работы. Напротив, для ^{234}U эта характеристика при $E_{\text{max}} \geq 6,5$ МэВ была измерена только в одной из ранних работ [2] на бетатроне с мишенью, содержащей значительную примесь ^{235}U (около 35%). Участок с $E_{\text{max}} \leq 6,4$ МэВ для ^{234}U был изучен на микротронах в Швеции [3], а затем в совместной работе в Институте физических проблем АН СССР [4]. Измерения, выполненные в настоящей работе, фактически продолжают эти исследования в области более высоких энергий.

Методические исследования. Измерения угловых распределений осколков $W(\theta)$ проводились на выведенном пучке микротрона Физико-энергетического института. Камера для размещения делящихся мишеней и детекторов осколков при облучении, а также геометрия опыта в целом были идентичными описанным в работе [5]. В одной половине камеры под углом 45° к направлению пучка помещалась мишень из ^{234}U с относительным содержанием 93,25% ($6,7\%$ ^{235}U и $0,05\%$ ^{238}U) и толщиной $0,63$ мг/см², в другой вплотную к ней – мишень из природного урана толщиной $1,0$ мг/см². Делящиеся мишени представляли собой слои из оксидов, нанесенные на алюминиевую подложку в пределах круга диаметром 5 мм.

Конструкция камеры обеспечивала быструю смену детекторов, которые располагали за гибкой органической пластинкой – диафрагмой толщиной 0,5 мм с 10 прямоугольными окнами площадью 5×10 мм² для прохождения осколков. Оба типа детекторов охватывали одинаковый диапазон углов θ между направлениями детектируемых осколков и γ -квантов, вызывающих деления; соответствующие дуги в плоскости симметрии составляли 101° . Участки пленки, облученные осколками, после обработки в КОН [1] последовательно обсчитывались с помощью прибора JSC. Стеклянные детекторы, протравленные плавиковой кислотой, обсчитывались под микроскопом.

При высоковольтном пробое через сквозной след осколка диаметр отверстия в пленке увеличивается в несколько раз, с чем связано увеличение вероятности наложения и просчета треков по сравнению с визуальным обсчетом. По этой причине экспозиция при облучении пленок выбиралась так, чтобы поверхностная плотность треков не превышала $2 \cdot 10^3$ см⁻². При таком ограничении, как показано в работе [6], поправка на просчеты меньше погрешности метода. Однако, чтобы набрать приемлемую статистику отсчетов для каждой энергии E_{max} , приходилось проводить несколько смен пленочных детекторов. Отметим, что во всех применяемых экспозициях не происходило радиационных повреждений, которые бы вели к ложным пробоям детекторов.

Методическая обработка результатов измерений. Угловые распределения осколков описывались соотношением

$$W(\theta) = a + b \sin^2 \theta + c \sin^2 2\theta, \quad (1)$$

где a , b и c – коэффициенты изотропной, дипольной и квадрупольной составляющих (все функции E_{max}). Распределение $W(\theta)$ изменяется в достаточно широких пределах, поэтому непосредственно измеряемое распределение чисел отсчетов N_j ($j = 1, 2, \dots, j_{\text{max}} = 10$) зависит от различных факторов, определяющих конечное угловое разрешение опыта: размеров детектора и делящейся мишени, сечения электронного пучка, углового распределения γ -квантов и пр. Связь между числами N_j и параметрами (1), подлежащими определению, можно представить в виде

$$N_j = \alpha_j a + \beta_j b + \gamma_j c, \quad (2)$$

где α_j , β_j , γ_j выражаются многократными интегралами, которые учитывают всевозможные углы θ , допускающие регистрацию вылетающих осколков в заданной геометрии опыта. Расчет их проводился, как и в работе [5], с помощью метода Монте-Карло. Искомые параметры a , b и c находились, со-

гласно выражению (2), по методу наименьших квадратов при дополнительном условии нормировки $W(90^\circ) = 1$ (или $\alpha + \beta = 1$).

При обработке экспериментальных данных в прошлых наших измерениях, исключая работу [7], где использовался 4π-детектор осколков, авторы следовали расчетам $\alpha_j, \beta_j, \rho_j$ [5], в которых источник тормозного излучения принимался точечным и изотропным в пределах телесного угла, выделяемого в пространстве делящейся мишенью. Влияние этого приближения можно видеть из данных табл.1, где приведены результаты обработки экспериментальных значений N_j , полученных в двух случаях: с идеализированным источником тормозного излучения (работа [4]) и реальным (настоящая работа). Обратим внимание, что чувствительность к уточнению математической обработки (реальный источник) возрастает по мере уменьшения определяемых параметров.

Таблица 1

Влияние неточности к анизотропии источника на определение параметров

E_{max} , МэВ	Данные работ	$\alpha \pm \Delta\alpha$	$\beta \pm \Delta\beta$	$c \pm \Delta c$
5,1	[4]	0,023±0,036	0,977±0,060	1,146±0,079
	Настоящей	0,018±0,030	0,982±0,051	1,205±0,068
5,6	[4]	0,032±0,008	0,968±0,016	0,195±0,018
	Настоящей	0,029±0,007	0,971±0,014	0,212±0,017

Обработка результатов измерений, выполненных в настоящей работе, учитывала также примесь изотропно делящегося ядра ^{235}U [8] в исследовавшихся мишенях и небольшие изменения эффективности регистрации осколков η_j , которые изучались экспериментально, как в работе [5].

Результаты эксперимента и их обсуждение. Параметры (1) для ^{234}U и ^{238}U , полученные в измерениях с разными детекторами и способами их обчета, представлены в табл.2. Полные числа отсчетов $\sum_j N_j$ даны для каждого измерения $W(\theta, E_{max})$. Из таблицы следует, что результаты, полученные двумя методиками в пределах стандартных статистических ошибок, согласуются удовлетворительно. Видно также, что погрешности в измерениях с пленочными детекторами и обчетом с помощью прибора JSC превышают погрешности другой методики несколько больше, чем можно было бы ожидать из отношения чисел отсчетов.

Таблица 2

Параметры $W(\theta)$ для ^{234}U и ^{238}U , полученные с помощью стеклянных (Ст) и пленочных (Пл) детекторов

E_{max} , МэВ	Детектор	$\alpha \pm \Delta\alpha$	$\beta \pm \Delta\beta$	$c \pm \Delta c$	$\sum_j N_j$
^{234}U					
6,4	Ст	0,133±0,008	0,867±0,016	0,020±0,016	17684
	Пл	0,148±0,017	0,852±0,036	-0,011±0,036	9350
7,0	Ст	0,322±0,009	0,678±0,016	0±0,016	26132
	Пл	0,335±0,015	0,665±0,023	0,038±0,021	28816
7,5	Ст	0,496±0,005	0,504±0,009	-0,009±0,009	50 215
	Пл	0,510±0,018	0,490±0,030	-0,014±0,030	8671
8,0	Ст	0,559±0,008	0,441±0,013	0,039±0,014	84 158
	Пл	0,564±0,016	0,436±0,026	0,046±0,027	20 365
8,5	Ст	0,606±0,005	0,394±0,006	0,022±0,007	87 866
	Пл	0,607±0,016	0,393±0,025	0,012±0,026	23 312
9,0	Ст	0,686±0,005	0,314±0,007	0,010±0,008	77 084
	Пл	0,673±0,019	0,327±0,028	0,037±0,030	15 912

Окончание табл.2

E_{max} МэВ	Детектор	$a \pm \Delta a$	$b \pm \Delta b$	$c \pm \Delta c$	$\sum_j N_j$
^{238}U					
6,4	Ст	$0,114 \pm 0,009$	$0,886 \pm 0,020$	$0,039 \pm 0,020$	8866
	Пл	$0,092 \pm 0,028$	$0,908 \pm 0,045$	$0,042 \pm 0,051$	4760
7,0	Ст	$0,220 \pm 0,011$	$0,780 \pm 0,020$	$0,032 \pm 0,021$	11242
	Пл	$0,216 \pm 0,018$	$0,784 \pm 0,021$	$0,027 \pm 0,025$	12466
7,5	Ст	$0,329 \pm 0,005$	$0,671 \pm 0,009$	$0,028 \pm 0,009$	31132
	Пл	$0,348 \pm 0,018$	$0,652 \pm 0,032$	$0,066 \pm 0,032$	5739
8,0	Ст	$0,373 \pm 0,005$	$0,627 \pm 0,009$	$0,042 \pm 0,010$	52090
	Пл	$0,406 \pm 0,014$	$0,594 \pm 0,026$	$0,016 \pm 0,026$	12296
8,5	Ст	$0,445 \pm 0,005$	$0,555 \pm 0,009$	$0,043 \pm 0,009$	51735
	Пл	$0,453 \pm 0,015$	$0,547 \pm 0,026$	$0,028 \pm 0,026$	13753
9,0	Ст	$0,517 \pm 0,012$	$0,483 \pm 0,018$	$0,061 \pm 0,020$	45014
	Пл	$0,546 \pm 0,019$	$0,454 \pm 0,030$	$0,021 \pm 0,031$	9332

В исследованной области энергий преобладающий вклад в наблюдаемый выход реакции (γ, f) дает дипольное взаимодействие, чему соответствует малая величина коэффициентов c в табл.2. Она разумно согласуется с оценкой отношения сечений квадрупольного и дипольного фотопоглощений $\sigma_{q2}/\sigma_{d1} \approx 5 \cdot 10^{-2}$, т.е. с тем, что известно об энергетической зависимости c (E_{max}) из более ранних экспериментов для ^{238}U и других четно-четных ядер [5]. Этим замечанием можно было бы и ограничиться в отношении данного параметра, если бы не существенная разница в значениях c для ^{234}U в двух работах – настоящей и [3].

На рис.1 приведены экспериментальные данные о параметре $c(E_{max})$ (показаны более точные результаты измерений со стеклянными детекторами). Из рисунка видно, что на совпадающих границах исследованных диапазонов $E_{max} = 6,4$ МэВ – верхней в [3] и нижней в данном эксперименте – значения c расходятся в 7 раз, что выходит за пределы трех статистических ошибок обоих измерений. В связи с этим расхождением уместно вспомнить, что поведение сечения квадрупольного фотоделения, построенного по экспериментальным данным работы [3], отклоняется от систематики (см.рис.14 работы [9]), объединяющей информацию об этой величине для семи четно-четных ядер, именно в ту сторону, в какую отклоняются результаты [3] от значений, полученных в настоящей работе. Для более определенных выводов по этому вопросу необходимо продолжить измерения дифференциальных и интегральных сечений фотоделения при более низких энергиях.

Значения двух других коэффициентов выражения (1) в обсуждавшихся выше работах согласуются между собой удовлетворительно. Однако наши данные заметно отличаются от единственных результатов при более высоких энергиях [2], выполненных, как отмечалось, на бетатроне. Это хорошо видно на рис.2, где совокупность данных представлена в виде отношения коэффициентов, определяющих угловую анизотропию фотоделения: $b/a = [W(90^\circ)/W(0)] - 1$. Расхождение точек на рис.2 при $E_{max} \geq 6,5$ МэВ не следует связывать только с разницей указанных работ в изотопной чистоте использовавшегося в измерениях ^{234}U , поскольку данные [2] аналогично отклоняются от более поздних измерений на микротронах для ядер ^{232}Th и ^{238}U , для которых вопрос о примеси посторонних изотопов не возникает. По-видимому, наблюдаемое расхождение можно объяснить, как и в работе [10], разной толщиной тормозных мишеней и, как следствие, разницей спектров тормозного излучения в экспериментах на микротронах и бетатроне. Отметим, что эта интерпретация была проверена в прямых измерениях $W(\theta)$ для ^{238}U ($E_{max} = 9$ МэВ) с тормозными мишенями разной толщины [10].

Следует отметить, что экспериментальные данные настоящей работы для ядра ^{238}U удовлетворительно согласуются с информацией, полученной ранее в аналогичных условиях [3].

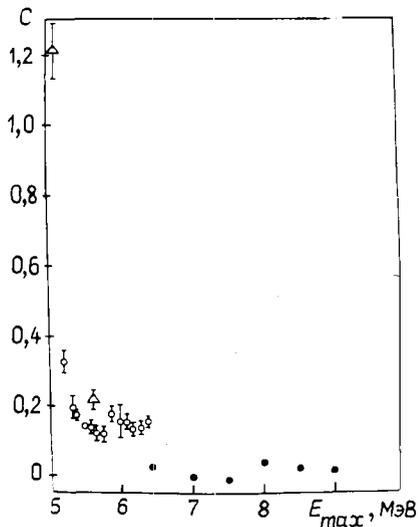


Рис.1. Зависимость квадрупольного компонента C для ^{234}U от граничной энергии спектра тормозного излучения E_{max} . Данные работ: \bullet - настоящей; \circ - [3]; Δ - [4]

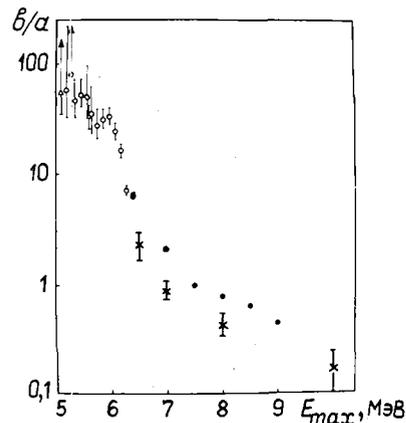


Рис.2. Зависимость угловой анизотропии β/a для ^{234}U от граничной энергии спектра тормозного излучения E_{max} . Данные работ: \bullet - настоящей; \circ - [3]; Δ - [4]; \times - [2]

Список литературы

1. Varnagy M., Vasvary L., Gyamati E. e.a. A Jumping Spark Counter for various applications; rapid determination of its counting parameters. - Nucl.Instrum. and Methods, 1977, v.141, p.489.
2. Beerg A., Bartholomew R., Brown F. e.a. The angular distribution of photofission fragments. - Canad. J. Phys., 1950, v.37, p.148.
3. Lindgren L.J., Alm A., Sandell A. Photoinduced fission of the doubly even uranium isotopes ^{234}U , ^{236}U and ^{238}U . - Nucl.Phys., 1978, v.A298, p.43.
4. Линдгрэн Л.И., Солдатов А.С., Ципенюк Ю.М. Подбарьерное фотоделение ^{234}U . - Ядерная физика, 1980, т.32, с.335.
5. Работнов Н.С., Смиренкин Г.Н., Солдатов А.С. и др. Фотоделение ^{232}Th , ^{238}U , ^{238}Pu , ^{240}Pu , ^{242}Pu и структура барьера деления. - Ядерная физика, 1970, т.II, с.508.
6. Рудников В.Е., Смиренкин Г.Н., Джас Ш. Об использовании искрового счетчика треков осколков JSC для измерения дифференциальных сечений деления. - Атомная энергия, 1986, т.6I, с.42.
7. Жучко В.Е., Остапенко Ю.Б., Смиренкин Г.Н. и др. Свойства угловой анизотропии глубокоподбарьерного фотоделения четно-четных ядер. - Ядерная физика, 1979, т.30, с.634.
8. Жучко В.Е., Остапенко Ю.Б., Смиренкин Г.Н. и др. Угловые распределения осколков фотоделения ^{235}U . - Там же, 1978, т.27, с.1420.
9. Остапенко Ю.Б., Смиренкин Г.Н., Солдатов А.С. и др. Фотоделение при подбарьерных возбуждениях ядер. - Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1981, т.I2, с.1364.
10. Работнов Н.С., Смиренкин Г.Н., Солдатов А.С. и др. Фотоделение четно-четных ядер вблизи порога. - Physics and Chemistry of Fission. V.1, Vienna: IAEA, 1965, p.135.

Статья поступила в редакцию 2 февраля 1987 г.

КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

УДК 539.14

ИЗМЕНЕНИЕ СКОРОСТИ КОНВЕРСИОННОГО ПЕРЕХОДА M2+E3
($\hbar\omega = 2,38 \pm 0,36$ кэВ) ИЗОМЕРА ^{90m}Nb
ПРИ ВАРИАЦИЯХ КОНФИГУРАЦИИ ВАЛЕНТНОЙ ЗОНЫ ОБОЛОЧКИ АТОМА

Д. П. Г р е ч у х и н, А. А. С о л д а т о в

CHANGE OF THE CONVERSION RATE OF M2+E3 TRANSITION ($\hbar\omega = 2,38 \pm 0,36$ keV) OF ISOMER ^{90m}Nb AT VARIATION OF CONFIGURATIONS OF THE VALENCE BAND OF THE ATOMIC SHELL. Conversion of the mixed M2+E3 transition of the ^{90m}Nb isomer state has been investigated in some detail for the case of an isolated niobium atom. A relativistic variant of the Hartree-Fock-Slater method was used in the calculation of the electron wave functions. An extensive variation of the valence band structure for the atomic shell has been performed. It is shown that the observed changes in the isomer decay rate, $\delta\lambda/\lambda \approx 5\%$, have a natural explanation as a threshold effect. An expected admixture of the E3 multipole state for the $^{90}\text{Nb}_{41}$ nucleus is estimated in the frame work of the shell model.

I. Наблюдаемые изменения скорости распада λ изомера ^{90m}Nb в зависимости от химического окружения атома $\delta\lambda/\lambda \approx 5\%$ [1]. Практически полностью конвертированный переход M2+E3 изомера имеет энергию $\hbar\omega = 2,38 \pm 0,36$ кэВ. Параметры этого перехода близки к параметрам E3 изомера ^{99m}Tc , где наблюдаемые вариации $\delta\lambda/\lambda \approx 0,3\%$, что на порядок меньше, чем в изомере ^{90m}Nb [2]. Как отмечено в работе [1], возможной причиной большого эффекта в ниобии может быть близость энергии ядерного перехода $\hbar\omega$ и энергии отрыва электрона LIII-оболочки атома. В этом случае изменение химического окружения атома ниобия, приводящее к химическому сдвигу уровня электрона LIII-оболочки на величину около 5-10 эВ, вследствие порогового поведения коэффициента конверсии может дать наблюдаемое изменение $\delta\lambda/\lambda$. Каких-либо количественных оценок этого вероятного механизма в работе [1] не приведено.

В настоящей работе анализируется структура изменения величины $\delta\lambda/\lambda$, в частности эффект порогового механизма для изомера ^{90m}Nb , в рамках идеализированной схемы изолированного атома ниобия. Изменения химического окружения атома ниобия, приводящие к изменению структуры электронной оболочки, что сопровождается химическим сдвигом глубоких электронных орбит ниобия, в этой схеме имитируются путем вариации заселенности электронных орбит валентной зоны изолированного атома. Разумеется, такая имитация не является полной, т.е. не охватывает всех видов деформации электронных орбит. Более адекватная картина процесса конверсии изомера ^{90m}Nb в химическом соединении или среде может быть получена в рамках релятивистского варианта метода $X\alpha$ -рассеянных волн, основанного на численном интегрировании уравнения Дирака многоцентровой системы [3]. Этот метод с успехом применяется для анализа спектров конверсии E3-перехода ^{99m}Tc [4] в различных соединениях технеция. Однако для изомера ^{90m}Nb такой анализ проводить преждевременно, поскольку энергия перехода ^{90m}Nb экспериментально определена с очень большой ошибкой: положение энергии $\hbar\omega$ вероятно в любой точке интервала $2000 \leq \hbar\omega \leq 2800$ эВ. В этот интервал попадают пороги $\varepsilon(2p_j)$ отрыва электронов $2p_{3/2}$ и $2p_{1/2}$ ниобия. В результате допустимы пять существенно различных положений энергии $\hbar\omega$ относительно порогов $\varepsilon(2p_{1/2})$ и $\varepsilon(2p_{3/2})$, разнесенных на оси энергии примерно на 98 эВ, поэтому необходимо рассмотреть возможные последствия двух допустимых пороговых ситуаций: энергия $\hbar\omega$ близка к $\varepsilon(2p_{3/2})$ и $\hbar\omega$ близка к $\varepsilon(2p_{1/2})$. Только после решающего уточнения значения энергии перехода $\hbar\omega$ (нужна точность $\Delta\hbar\omega \leq 1$ эВ) возможно ставить

задачу анализа (прогноза) конверсионных спектров соединений ниобия в кластерах и химических соединениях.

В настоящей работе поставлена цель получить представление о масштабе возможных вариаций $\delta\lambda/\lambda$ изомера в различных допустимых ситуациях и структуре вкладов различных оболочек атома в значение $\delta\lambda$, в частности оценить масштаб эффекта для двух возможных околороговых ситуаций, чтобы обратить внимание экспериментаторов на необходимость прецизионного определения энергии перехода изомера ^{90}Nb в качестве первого шага для последующего использования этого изомера в исследовании электронной структуры.

Другая цель работы - оценка ядерных матричных элементов мультиполей M2 и E3 для изомерного перехода $|4-\rangle \rightarrow |6+\rangle$ и последующая интерпретация этих элементов в рамках модели оболочек для околomagического ядра ниобия.

2. Для вероятности конверсии чистого ΛL -мультиполя (EL или ML) в переходе ядра $E_1 I_1 \Pi_1 \rightarrow E_2 I_2 \Pi_2$ между состояниями с энергиями E_i , спином I_i и четностью Π_i в терминах ранее проведенных расчетов [5,6] имеем (не рассматривается $E0$ -переход)

$$W_{\text{конв}}(\Lambda L; I_1 \rightarrow I_2; \hbar\omega) = e^4 m / \hbar^3 (R_0/a_0)^{2L} [2I_2+1)/(2I_1+1)] \langle I_2 || \Lambda L || I_1 \rangle^2 \xi(\Lambda L), \quad (1)$$

где $e^4 m / \hbar^3 = 4,1341 \cdot 10^{16} \text{ c}^{-1}$; $a_0 = \hbar^2 / me^2 = 5,2917 \cdot 10^{-9} \text{ см}$; R_0 - радиус ядра; $\hbar\omega = E_1 - E_2$; $\langle I_2 || \Lambda L || I_1 \rangle$ - безразмерный приведенный матричный элемент мультипольного ΛL -перехода ядра; для переходов EL и ML он определен равенствами

$$eR_0^L \langle I_2 || EL || I_1 \rangle C_{LM I_1 M_1}^{I_2 M_2} = \langle E_2 I_2 M_2 | \int (d\vec{z}) z^L Y_{LM}(\vec{z}) \hat{\rho}_N(\vec{z}) | E_1 I_1 M_1 \rangle; \quad (2)$$

$$eR_0^L \langle I_2 || ML || I_1 \rangle C_{LM I_1 M_1}^{I_2 M_2} = \langle E_2 I_2 M_2 | \frac{1}{c} \int (d\vec{z}) z^L [\vec{Y}_{LLM}(\vec{z}) \hat{j}_N(\vec{z})] | E_1 I_1 M_1 \rangle, \quad (3)$$

где $C_{LM I_1 M_1}^{I_2 M_2}$ - коэффициент Клебша-Гордана; $\hat{\rho}_N(\vec{z})$ - оператор плотности заряда ядра; $c = 3 \cdot 10^{10} \text{ см/с}$; $\hat{j}_N(\vec{z})$ - оператор плотности тока заряда ядра; \vec{Y}_{LLM} - шаровая векторная функция магнитного мультиполя [7]. Далее формулы (2) и (3) используются в модельной оценке ядерных элементов мультиполей M2 и E3 изомерного перехода $^{90}\text{Nb}_{41}$.

Входящий в выражение (1) фактор $\xi(\Lambda L)$ определяется структурой электронной оболочки в окрестности ядра изомера. В рассматриваемой ниже схеме изолированного атома в приближении сферически-симметричного атомного поля фактор $\xi(\Lambda L)$ зависит от конфигурации атома, заданной в рамках метода Хартри - Фока - Слайтера (ХФС) числами заполнения $N(n\ell j)$ электронных орбит (n - главное квантовое число, j и ℓ - угловой и орбитальный моменты электрона):

$$\xi_{\text{конф}}(\Lambda L) = \sum_{(n\ell j)} \xi_{\text{конф}}(n\ell j; \Lambda L) = \sum_{(n\ell j)} \left\{ N(n\ell j) w_{\Xi}(\Lambda L [n\ell j]^1 \hbar\omega) \right\}. \quad (4)$$

Одноэлектронные факторы конверсии $w_{\Xi}(\Lambda L [n\ell j]^1 \hbar\omega)$ определены в работах [5,6]. Они также зависят от чисел $N(n\ell j)$ конфигурации, задающих среднее атомное поле. Для нормальных конфигураций атомов факторы $w_{\Xi}(\Lambda L [n\ell j]^1 \hbar\omega)$ ряда низкоэнергетических изомеров ($\hbar\omega \leq 3 \text{ кэВ}$) табулированы в работе [5].

3. Рассмотрим изменение величины $\delta\lambda$ для полностью конвертированного $\lambda = W_{\text{конв}}$ смешанного перехода M2 + E3 изомера ^{90}Nb при отклонении конфигурации оболочки атома от нормальной. Эту конфигурацию далее фиксируем индексом $\{k\} = \{1\}$.

Введем отношение вероятностей конверсионных каналов M2 и E3 [см. формулу (1)] для нормальной конфигурации $\{i\}$:

$$x_1 = \left\{ W_{\text{конв}}(E3) / [W_{\text{конв}}(E3) + W_{\text{конв}}(M2)] \right\}_1 \quad (5)$$

Тогда при переходе от нормальной конфигурации атома к произвольной $\{k\}$ получим изменение скорости распада изомера

$$\frac{\delta \lambda}{\lambda} = \frac{\lambda_k - \lambda_1}{\lambda_1} = \left[x_1 \frac{\delta \xi(E3)}{\xi_1(E3)} + (1-x_1) \frac{\delta \xi(M2)}{\xi_1(M2)} \right],$$

где $\delta \xi(\Lambda L) = [\xi_k(\Lambda L) - \xi_1(\Lambda L)]$ - интегральная величина, суммирующая вклады отдельных электронных орбит в процесс конверсии:

$$\delta \xi(\Lambda L) = \sum_{(nlj)} \delta \xi(nlj; \Lambda L) = \sum_{(nlj)} \delta \left\{ N(nlj) w_3(\Lambda L [nlj] \hbar \omega) \right\}. \quad (6)$$

Как видно из выражения (6), изменение величины $\delta \xi$ (соответственно $\delta \lambda$) может быть обусловлено:

1) изменением числа $N(nlj)$ для орбит валентной зоны, ведущим к изменению вклада этих орбит в значение $\delta \xi$;

2) изменением эффекта экранировки при вариациях чисел $N(nlj)$ для орбит в валентной зоне, проявляющимся в вариации факторов конверсии w_3 для более глубоких орбит, заселенность которых остается постоянной. Ранее [3] отмечено сильное влияние заселенности компактной валентной 5f-орбиты атома урана на факторы конверсии энергетически глубоких, но пространственно протяженных 6p-орбит, приводящее к сильному изменению скорости распада E3-изомера ^{235}U ;

3) гибридизацией достаточно глубоких [энергии связи $\varepsilon(nlj) \approx 50$ эВ], но пространственно протяженных орбит, проявляющейся в изменении эффективного распределения электронов по угловому и орбитальному моментам в зоне конверсии в окрестности ядра-изомера; в случае ниобия интерес представляют эффекты гибридизации 4p-орбиты электронов;

4) грубым пороговым эффектом включения или выключения в процессе конверсии 2p_j-орбиты вследствие химического сдвига $\varepsilon(2p_j)$ -уровня электрона;

5) более мягким околороговым эффектом, обусловленным значительным различием величин $w_3(\Lambda L [2p_j] \hbar \omega)$ для разных конфигураций оболочки атома в области выше порога конверсии.

Перечисленные механизмы не исчерпывают всех каналов влияния среды источника на процесс конверсии, в частности здесь не рассматриваются изменения амплитуды волновой функции электрона непрерывного спектра в зоне конверсии, возникающие под влиянием средних полей атомов-соседей. Этот эффект может быть велик для мягкой части спектра конверсии.

4. В предпринятой имитации эффектов среды путем вариации конфигурации валентной зоны атома ниобия получим достаточные количественные оценки для эффектов 1), 2), 4), 5). Эффект гибридизации может быть обсужден лишь в общих чертах. Поскольку величина отношения x_1 (5) для изомерного перехода ниобия не известна, рассмотрим по отдельности версии чистых мультиполей E3 и M2. Информацию об отношении x_1 можно получить только в результате прецизионного измерения спектра конверсионных линий для фиксированной конфигурации атома. Относительная интенсивность линий определяется величиной

$$P(nlj) = x \frac{\xi(nlj; E3)}{\xi(E3)} + (1-x) \frac{\xi(nlj; M2)}{\xi(M2)}. \quad (7)$$

На основе модельных оценок ядерных элементов мультиполей M2 и E3 можно полагать, что вероятное значение величины x имеет масштаб около 4%.

Влияние конфигурации валентной зоны атома
на процесс конверсии перехода M2 + E3 изомера ^{90m}Nb

I. Проведен расчет электронных термов атома ниобия $\varepsilon(nlj)$ и факторов конверсии $w_3(\Lambda L [nlj]^1 \hbar \omega)$ для серии конфигураций пяти электронов валентной зоны атома: $\{(4d)^x (5s)^y \times (5p)^{5-x-y}\}$; $0 \leq x \leq 5$; $0 \leq y \leq 2$.

Расчет выполнен в рамках релятивистского варианта метода ХФС (с поправкой Латтера, см. [9]). Для коэффициента самосогласования α использовано значение 0,7. Одноэлектронные факторы конверсии $w_3(E3)$ и $w_3(M2)$ вычислены с функциями дискретного и непрерывного состояний электрона, полученными путем численного интегрирования уравнений Дирака для среднего сферически-симметричного атомного поля. Результаты расчета термов $\varepsilon(2p_j)$ для электронных орбит $2p^{1/2}$ и $2p^{3/2}$, определяющих пороговые значения энергии перехода изомера ^{90m}Nb, приведены в табл. I. Здесь же зафиксирована принятая нумерация конфигураций валентной зоны, которая всюду используется в этой работе в последующих таблицах и на рисунках. Отметим, что уровень $\varepsilon(2p^{3/2})$ лежит выше $\varepsilon(2p^{1/2})$ на величину $97,77 \pm 0,01$ эВ, причем это спин-орбитальное расщепление не зависит фактически от конфигурации валентной зоны атома, варьируемой в широких пределах.

Таблица I

Положение порогов $\varepsilon(2p_j)$ для конфигураций вида $\{(4d)^x (5s)^y (5p)^{5-x-y}\}$ валентной зоны атома ниобия (метод ХФС, $0 \leq x \leq 5$, $0 \leq y \leq 2$)

Номер конфигурации	Конфигурация	$\varepsilon(2p^{1/2})$, эВ	$\varepsilon(2p^{3/2})$, эВ
{1}	$(4d^{3/2})^4 (5s^{1/2})^1$	2466,59	2368,82
{2}	$(4d^{3/2})^4 (5p^{1/2})^1$	2467,75	2369,98
{3}	$(4d^{3/2})^3 (5s^{1/2})^2$	2470,66	2372,29
{4}	$(4d^{3/2})^3 (5p^{1/2})^2$	2472,57	2374,80
{5}	$(4d^{3/2})^4 (4d^{5/2})^1$	2464,20	2366,42
{6}	$(4d^{3/2})^2 (5p^{1/2})^2 (5p^{3/2})^1$	2477,89	2380,12
{7}	$(4d^{3/2})^1 (5p^{1/2})^2 (5p^{3/2})^2$	2483,62	2385,86
{8}	$(5p^{1/2})^2 (5p^{3/2})^3$	2489,73	2391,98
{9}	$(5s^{1/2})^2 (5p^{1/2})^2 (5p^{3/2})^1$	2487,48	2389,72

Для анализа эффектов вариации конфигураций в процессе конверсии совокупность электронных орбит от $2p^{1/2}$ до орбит валентной зоны разобьем на группы:

- группа $2p$ объединяет орбиты $2p^{1/2}$ и $2p^{3/2}$, для которых возможен пороговый эффект;
- орбиты $3s^{1/2}$, $3p^{1/2}$, $3p^{3/2}$, $3d^{3/2}$, $3d^{5/2}$ и $4s^{1/2}$ сводим в "балластную" группу $3s-4s$; конверсионные характеристики орбит этой группы и в отдельности, и в совокупности практически не изменяются при весьма широком варьировании заселенностей орбит валентной зоны (табл.2);
- группа $4p$ орбит $4p^{1/2}$ и $4p^{3/2}$, лежащих на глубине 40-60 эВ, представляет особый интерес, поскольку $4p$ -орбиты в связи с их значительной пространственной протяженностью могут участвовать в формировании гибридных связей при образовании химических соединений ниобия;
- в группу валентной зоны объединены орбиты $4d^{3/2}$, $4d^{5/2}$, $5s^{1/2}$, $5p^{1/2}$ и $5p^{3/2}$.

Для всех групп вводим групповые факторы мультиполей M2 и E3 (ΛL), суммирующие вклады орбит $\xi(2p; \Lambda L)$; $\xi(3s-4s; \Lambda L)$, $\xi(4p; \Lambda L)$ и $\xi(B3^*; \Lambda L)$. Эти величины отражают грубую форму спектра конверсионных электронов. Для четырех значений энергии перехода, охватывающих диапазоны, где лежат пороги $\varepsilon(2p^{1/2})$ и $\varepsilon(2p^{3/2})$, величины групповых ξ -факторов переходов M2 и E3 для серии рассмотренных конфигураций валентной зоны приведены в табл.3 и 4. Вычисление проведено с расчетной ("машинной") точностью, необходимой для выявления относительных изменений ξ -факторов при варьировании конфигураций валентной зоны в рамках принятой модели ХФС. Разумеется, это не теоретическая точность самой ХФС-модели атома.

* B3 - валентная зона.

Таблица 2

Стабильность одноэлектронных факторов конверсии $\omega_3(E3 [nlj]^1 \hbar\omega)$ и $\omega_3(M2 [nlj]^1 \hbar\omega)$ для орбит "балластной" зоны оболочки ниобия ($\hbar\omega = 2400$ эВ)

Орбита nlj	Переход ΛL	Общий для каждой строки фактор	Номер конфигурации								
			{1}	{2}	{3}	{4}	{5}	{6}	{7}	{8}	{9}
$3s\ 1/2$	M2	10^4	0,4363	0,4362	0,4363	0,4363	0,4363	0,4364	0,4365	0,4367	0,4366
	E3	10^2	1,3830	1,3828	1,3832	1,3831	1,3829	1,3836	1,3843	1,3853	1,3852
$3p\ 1/2$	M2	10^3	0,1385	0,1385	0,1385	0,1385	0,1385	0,1386	0,1386	0,1387	0,1387
	E3	10^5	0,9781	0,9780	0,9782	0,9781	0,9781	0,9783	0,9787	0,9793	0,9792
$3p\ 3/2$	M2	10^4	0,1652	0,1652	0,1652	0,1652	0,1652	0,1652	0,1653	0,1654	0,1654
	E3	10^5	0,8703	0,8703	0,8704	0,8704	0,8703	0,8706	0,8709	0,8714	0,8714
$3d\ 3/2$	M2	10^2	0,1803	0,1802	0,1803	0,1803	0,1802	0,1804	0,1806	0,1808	0,1808
	E3	10^5	0,1405	0,1405	0,1406	0,1406	0,1405	0,1406	0,1408	0,1410	0,1409
$3d\ 5/2$	M2	10^1	0,1596	0,1596	0,1597	0,1596	0,1596	0,1597	0,1599	0,1601	0,1601
	E3	10^5	0,1411	0,1411	0,1412	0,1412	0,1411	0,1412	0,1414	0,1416	0,1415
$4s\ 1/2$	M2	10^3	0,7413	0,7404	0,7484	0,7485	0,7372	0,7596	0,7730	0,7885	0,7862
	E3	10^2	0,2699	0,2695	0,2725	0,2725	0,2683	0,2766	0,2816	0,2875	0,2866

Таблица 3

Значения парциальных сумм M2-мультиполя $\xi(2p)$, $\xi(3s-4s)$, $\xi(4p)$, $\xi(B3)$, умноженных на фактор 10^{-4} , для четырех значений энергий перехода ниобия

Энергия перехо- да, эВ	Орбита	Номер конфигурации								
		{1}	{2}	{3}	{4}	{5}	{6}	{7}	{8}	{9}
2320	$2p$	0	0	0	0	0	0	0	0	0
	$3s-4s$	1,7122	1,7117	1,7139	1,7134	1,7111	1,7162	1,7194	1,7234	1,7225
	$4p$	0,0984	0,0983	0,1002	0,1004	0,0972	0,1031	0,1062	0,1096	0,1089
	B3	0,0062	0,00062	0,0145	0,00073	0,00047	0,00286	0,00610	0,01041	0,0274
2400	$2p$	3,4632	3,4828	3,4980	3,4940	3,4368	3,5180	3,5756	3,6188	3,9204
	$3s-4s$	1,7179	1,7171	1,7189	1,7186	1,7168	1,7214	1,7247	1,7287	1,7280
	$4p$	0,0985	0,0984	0,1002	0,1005	0,0973	0,1032	0,1063	0,1097	0,1091
	B3	0,0063	0,00062	0,0145	0,00074	0,00046	0,00286	0,00611	0,01042	0,0276
2480	$2p$	3,5856	3,5909	3,5890	3,5830	3,5793	3,5832	3,4892	3,4908	3,4864
	$3s-4s$	1,7226	1,7224	1,7240	1,7240	1,7218	1,7269	1,7298	1,7338	1,7333
	$4p$	0,0986	0,0985	0,1004	0,1006	0,0975	0,1033	0,1064	0,1099	0,1092
	B3	0,0063	0,00062	0,0146	0,00074	0,00046	0,00287	0,00611	0,01043	0,0277
2560	$2p$	3,5921	3,5962	3,5957	3,5948	3,5957	3,5952	3,5944	3,5924	3,5897
	$3s-4s$	1,7276	1,7274	1,7292	1,7291	1,7269	1,7320	1,7350	1,7391	1,7384
	$4p$	0,0987	0,0986	0,1005	0,1007	0,0975	0,1034	0,1065	0,1100	0,1093
	B3	0,0063	0,00062	0,0147	0,00075	0,00046	0,00288	0,00613	0,01045	0,0278

Таблица 4

Значения парциальных сумм E3-мультиполя $\xi(2p)$, $\xi(3s-4s)$, $\xi(4p)$, $\xi(B3)$, умноженных на фактор 10^{-5} , для четырех значений энергий перехода ниобия

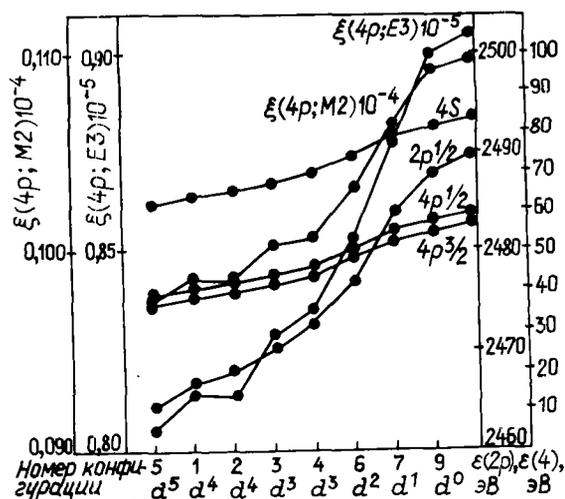
Энергия перехода, эВ	Орбита	Номер конфигурации								
		{1}	{2}	{3}	{4}	{5}	{6}	{7}	{8}	{9}
2320	2p	0	0	0	0	0	0	0	0	0
	3s-4s	6,7339	6,7333	6,7245	6,7341	6,7339	6,7365	6,7395	6,7449	6,7445
	4p	0,7976	0,7964	0,8120	0,8134	0,7886	0,8346	0,8596	0,8870	0,8816
	B3	0,0404	0,0477	0,0341	0,0550	0,0442	0,0650	0,0780	0,0940	0,0534
2400	2p	12,632	12,568	12,420	12,316	12,756	12,012	11,672	11,916	12,108
	3s-4s	6,8493	6,8491	6,8509	6,8499	6,8493	6,8519	6,8559	6,8611	6,8599
	4p	0,8142	0,8134	0,8288	0,8304	0,8052	0,8524	0,8774	0,9056	0,9000
	B3	0,0403	0,0470	0,0340	0,0553	0,0441	0,0658	0,0793	0,0960	0,0545
2480	2p	19,888	19,978	19,780	19,826	19,964	19,616	12,944	12,940	12,940
	3s-4s	6,9658	6,9654	6,9670	6,9662	6,9658	6,9686	6,9720	6,9768	6,9766
	4p	0,8308	0,8300	0,8458	0,8476	0,8216	0,8696	0,8952	0,9240	0,9184
	B3	0,0402	0,0477	0,0340	0,0557	0,0440	0,0665	0,0806	0,0979	0,0560
2560	2p	20,716	20,690	20,678	20,704	20,732	20,704	20,694	20,662	20,642
	3s-4s	7,0820	7,0812	7,0830	7,0824	7,0820	7,0848	7,0882	7,0938	7,0932
	4p	0,8478	0,8466	0,8626	0,8642	0,8382	0,8872	0,9134	0,9424	0,9368
	B3	0,0402	0,0478	0,0339	0,0560	0,0439	0,0673	0,0819	0,0999	0,0568

2. Влияние заполнения 4d-оболочки атома. Отметим монотонную зависимость положения термов $\varepsilon(2p_j)$ и других орбит в последовательности конфигураций 5-1-2-3-4-6-7-9-8, отражающей уменьшение числа 4d-электронов: $(4d)^5 - (4d)^4 - (4d)^3 - (4d)^2 - (4d)^1 - (4d)^0 - (4d)^0$. Эта тенденция показана на рис.1. Как видно из табл.2, вариации факторов $w_3(\Lambda L)$ для орбит "балластной" зоны всюду ничтожны, кроме $4s^{1/2}$ -орбиты, где увеличение числа 4d-электронов уже несколько изменяет факторы конверсии. Еще более заметный эффект прослеживается для орбит $4p^{1/2}$ и $4p^{3/2}$ (см.рис.1 и табл.5): для чистого M2-перехода изменение числа $N(4d)$ приводит к монотонному изменению относительных интенсивностей конверсионных линий $4p^{3/2}$ и $4s^{1/2}$; ξ -факторы орбит $4p^{1/2}$ и $4s^{3/2}$ проявляют устойчивый рост с уменьшением числа 4d-электронов в валентной зоне. Однако для квадратов радиусов орбит в случае ниобия имеем (нормальная конфигурация)

$$\langle 4p | r^2 | 4p \rangle \approx 1,8a_0^2; \quad \langle 4d | r^2 | 4d \rangle \approx 5a_0^2,$$

т.е. 4p-орбиты более компактны, чем 4d-орбиты, поэтому проявление эффекта экранировки, обусловленное изменением числа $N(4d)$ здесь выражено не столь ярко по сравнению с эффектом числа 5f-электронов в конверсии E3-мультиполя 235мкч на 6p-орбитах урана [8].

Рис.1. Поведение электронных термов $\varepsilon(2p^{1/2})$, $\varepsilon(4s^{1/2})$, $\varepsilon(4p^{1/2})$, $\varepsilon(4p^{3/2})$ и факторов конверсии M2-мультиполя $\xi(4p_j; M2)$ в зависимости от числа 4d-электронов в конфигурации валентной зоны ниобия



3. Пороговый эффект конверсии на орбитах $2p^{1/2}$ и $2p^{3/2}$. Вариации сумм $\xi(3s-4s; \Lambda L)$ "балластной" группы орбит ничтожны при широком варьировании конфигурации валентной зоны и могут дать $\delta\lambda/\lambda \leq 0,3\%$. Изменения фактора $\xi(4p; \Lambda L)$ также дают $\delta\lambda/\lambda \approx 0,1\%$, а флуктуации $\xi(B3; \Lambda L)$ - изменение масштаба самой величины. Но эти изменения приводят к $\delta\lambda/\lambda \leq 0,3\%$ (см. табл.3 и 4). Эти ожидаемые вариации $\delta\lambda/\lambda$ существенно меньше наблюдаемых (около 5%), объяснение которых следует искать в проявлении порогового эффекта.

Таблица 5

Влияние числа $N(4d)$ -электронов валентной зоны на интенсивности конверсионных линий орбит $4s^{1/2}$, $4p^{1/2}$, $4p^{3/2}$ атома ниобия [метод ХФС, приведены факторы $\xi(nlj; \Lambda L)$ орбит, $\hbar\omega = 2400$ эВ]

Номер конфигурации	Число электронов $N(4d)$	Переход M2				Переход E3			
		$\xi(4s)$	$\xi(4p^{1/2})$	$\xi(4p^{3/2})$	$\frac{\xi(4p^{3/2})}{\xi(4s)}$	$\xi(4s)$	$\xi(4p^{1/2})$	$\xi(4p^{3/2})$	$\frac{\xi(4p^{1/2})}{\xi(4p^{3/2})}$
{5}	5	1474	41,3	932	0,632	53,7	29200	51320	0,569
{1}	4	1483	41,8	943	0,636	54,0	29500	51920	0,568
{2}	4	1481	41,7	942	0,636	53,3	29460	51880	0,568
{3}	3	1497	42,5	960	0,641	54,5	30000	52880	0,567
{4}	3	1497	42,5	962	0,643	54,5	30040	53000	0,567
{6}	2	1519	43,6	988	0,650	55,3	30800	54440	0,566
{7}	1	1546	44,8	1018	0,658	56,3	31660	56080	0,565
{9}	0	1572	45,9	1045	0,665	57,3	32440	57560	0,564
{8}	0	1577	46,2	1051	0,666	57,5	32640	57920	0,564

Согласно проведенному авторами расчету (см. табл.1), на оси энергии $\hbar\omega$ в допусаемом данными эксперимента диапазоне $2000 \leq \hbar\omega \leq 2800$ эВ имеются две довольно узкие зоны, где концентрируются пороги конверсии на орбитах $2p^{1/2}$ и $2p^{3/2}$. Эти зоны формируются весьма широким варьированием конфигурации валентной зоны атома с изменением $\Delta N(4d) \leq 5$: $2366 \leq \varepsilon(2p^{3/2}) \leq 2392$ эВ и $2464 \leq \varepsilon(2p^{1/2}) \leq 2490$ эВ. Расчет факторов конверсии $w_3(\Lambda L [2pj] \hbar\omega)$ для этих зон энергий $\hbar\omega$ проведен для девяти конфигураций с шагом $\Delta \hbar\omega = 1$ эВ на интервале 20-30 эВ выше соответствующего порога. Результаты расчета факторов $\xi(2p; \Lambda L)$ для серии конфигураций приведены на рис.2,3. Прежде всего отметим отсутствие единого поведения факторов $\xi(2p; M2)$ и $\xi(2p; E3)$ как функций $\hbar\omega$ в околупороговых областях для различных конфигураций оболочки. В особенности это подчеркнуто вблизи порога $2p^{3/2}$ -орбиты. Здесь наблюдаются лишь определенные регулярности в изменении вида функций $\xi(2p; \Lambda L)$ в околупороговом интервале шириной 20-30 эВ с изменением числа $4d$ -электронов. Этот факт означает, что упрощенная оценка масштаба $\delta\lambda/\lambda$ изомера, основанная на смещении единой для всех конфигураций (валентной зоны) зависимости коэффициента внутренней конверсии [факторов $\xi(2p; \Lambda L)$] на величину химического сдвига $2pj$ -орбиты, не является адекватной реальной картине. Идея такой оценки содержится в работе [1]. Она реализована нами в первых расчетах эффекта порога [10]. Ситуация, однако, существенно сложнее: различие функциональной зависимости факторов $\xi(2pj; \Lambda L)$ от энергии $\hbar\omega$ фиксирует необходимость индивидуального расчета этих факторов для каждого химического соединения атома ниобия. Реально энергия перехода $\hbar\omega$ есть жестко заданная (пока неизвестная) величина; изменения $\delta\lambda/\lambda$ при заданной $\hbar\omega$ определяются скачками факторов $\delta\xi(2p; \Lambda L)$, обусловленными изменением структуры электронной оболочки, в данной схеме изолированного атома - изменением конфигурации валентной зоны атома. Здесь эффект не сводится лишь к изменению импульса улетающего электрона. Как можно судить по рис.2,3, существенную роль играет поведение волновой функции непрерывного спектра; даже в случае изолированного атома оно дает различные зависимости факторов $\xi(2pj; \Lambda L)$, поэтому следует ожидать не менее сильного воздействия полей атомов-соседей на фактор $\xi(2pj; \Lambda L)$.

4. Посмотрим оценки возможных величин $\delta\lambda/\lambda$, обусловленных пороговым эффектом. Пусть $\hbar\omega = 2381$ эВ, что близко к среднему экспериментальному значению $2,38 \pm 0,36$ кэВ. Как видно из рис.2, процесс M2-конверсии может протекать на орбите в конфигурациях {1} - {6} и "выключен"

в конфигурациях {7}, {8}, {9}. Конфигурационный переход оболочки {3} → {5} вызывает скачок $\delta\xi(2p; M2) \approx 0,1 \cdot 10^4$, что при $\xi(M2) \approx 5,4 \cdot 10^{-4}$ дает $\delta\lambda/\lambda \approx 1,9\%$. Конфигурационному скачку {5} → {6} соответствует изменение $\delta\xi(2p; M2) \approx 0,15 \cdot 10^4$ и $\delta\lambda/\lambda \approx 2,8\%$. Переходы атома в конфигурации {7}, {8}, {9} дают очень большие значения $\delta\lambda/\lambda$. Отмеченные выше эффекты околопорогового поведения еще сильнее выражены для E3-мультиполя (см. рис. 3), поэтому в смешанном конверсионном переходе $x E3 + (1-x) M2$ изомера ниобия конфигурационные изменения $\delta\lambda/\lambda$ с ростом параметра x будут проявляться более резко. В зоне порогов $\varepsilon(2p^{3/2})$ эти эффекты для M2-перехода по величине несколько меньше, чем для зоны порога $2p^{3/2}$ -орбиты. Так, при $\hbar\omega = 2475$ эВ конфигурационный скачок {5} → {6} дает $\delta\lambda/\lambda \approx 1,9\%$. Примесь E3-мультиполя и здесь увеличивает амплитуду изменений $\delta\lambda/\lambda$, поскольку конфигурационные вариации $\delta\xi(E3)/\xi(E3)$ больше, чем $\delta\xi(M2)/\xi(M2)$.

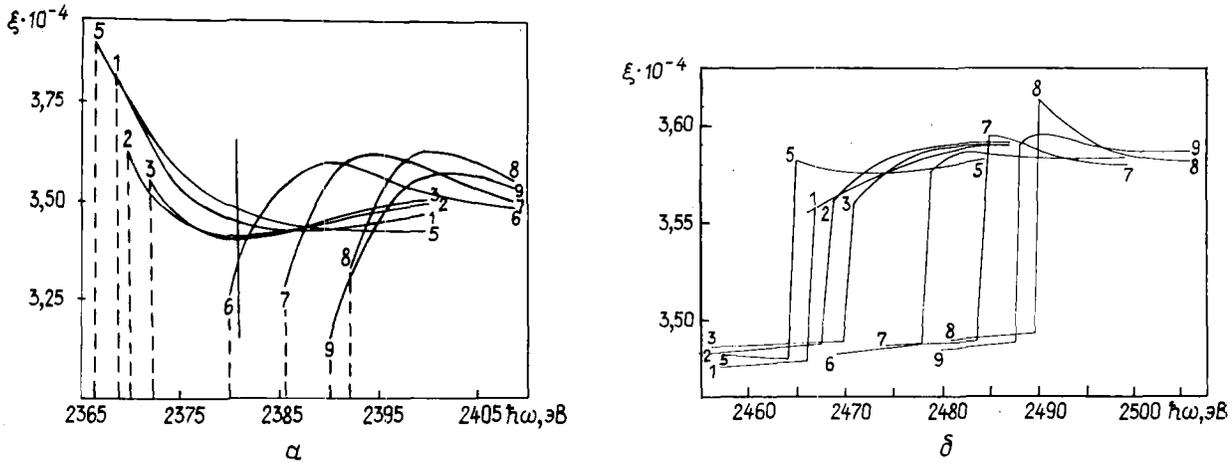


Рис. 2. Фактор конверсии $\xi(2p; M2) \cdot 10^{-4}$ $2p$ -оболочки для изомерного M2-перехода ниобия (как функция энергии перехода $\hbar\omega$) вблизи порога $2p^{3/2}$ -орбиты (а) и $2p^{1/2}$ -орбиты (б). Кривые отмечены номерами конфигураций валентной зоны ниобия

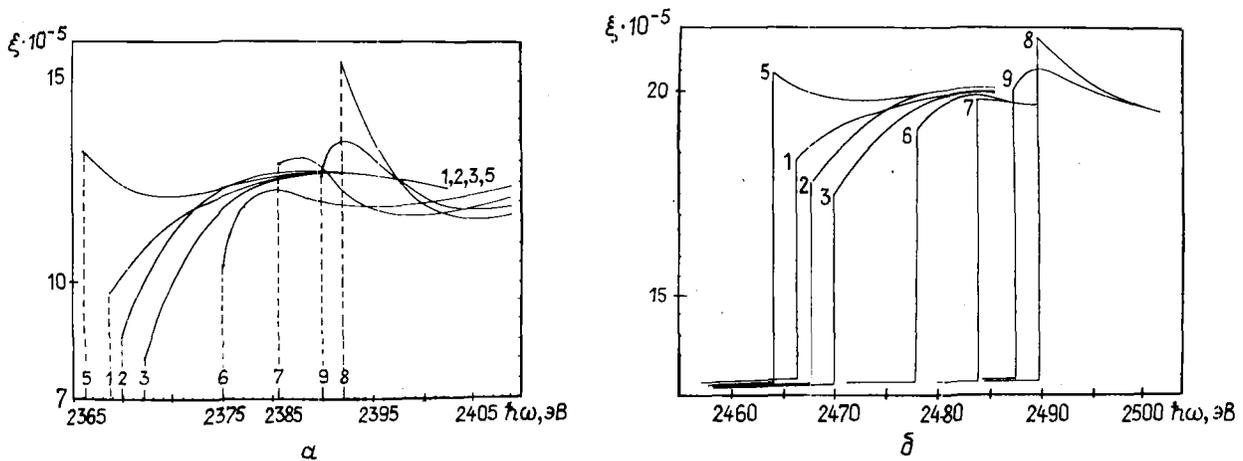


Рис. 3. Фактор конверсии $\xi(2p; E3) \cdot 10^{-5}$ $2p$ -оболочки для изомерного E3-перехода ниобия (как функция энергии перехода $\hbar\omega$) вблизи порога $2p^{3/2}$ -орбиты (а) и $2p^{1/2}$ -орбиты (б). Кривые отмечены номерами конфигураций валентной зоны ниобия

Таким образом, вблизи порогов $2p^{3/2}$ -орбиты без каких-либо затруднений получаем величину $\delta\lambda/\lambda$, равную наблюдаемой при эксперименте. Для области $\hbar\omega \approx \varepsilon(2p^{1/2})$ необходима уже значительная (около 10%) примесь E3-перехода. Измерение параметра смеси мультиполей x , наряду с прецизионным определением энергии перехода ($\Delta\hbar\omega \leq 1$ эВ), является необходимым шагом на пути использования изомера ^{99m}Tc для исследования электронной структуры химических соединений ниобия мето-

дом конверсионной спектроскопии. В настоящее время не исключено попадание $\hbar\omega$ в район порогов $\varepsilon(2p^{3/2})$ или в район порогов $\varepsilon(2p^{1/2})$. Последнее возможно, если параметр примеси x достаточно велик ($x \approx 10\%$).

5. Пространственная область конверсии M2-мультиполя. В целях последующего использования интерпретации спектров конверсии изомера ниобия в терминах амплитуд ℓj -волн в окрестности ядра изомера [6] для ряда $n\ell j$ -орбит ниобия проведен расчет факторов конверсии $w_3(M2[n\ell j]^1 \hbar\omega; R)$ как функций верхнего предела R радиальных конверсионных интегралов. В общих чертах такого рода зависимости, характеризующие пространственную область формирования коэффициентов внутренней конверсии, рассматривались ранее [11]. Однако интересны прежде всего количественные характеристики процесса накопления факторов конверсии $w_3(M2[n\ell j]^1 \hbar\omega; R)$ с ростом верхнего предела R . В этих целях был проведен расчет для орбит $3s^{1/2}$, $3p^{1/2}$, $3p^{3/2}$, $3d^{3/2}$, $3d^{5/2}$, $4s^{1/2}$, $4p^{1/2}$, $4p^{3/2}$ при энергии $\hbar\omega$, равной 2000, 2400 и 2800 эВ в случае нормальной конфигурации оболочки. Типичные результаты ($\hbar\omega = 2400$ эВ) приведены в табл.6. В качестве количественной меры фиксации пространственной зоны, где протекает процесс конверсии, естественно выбрать отклонение отношения $w_3(M2[n\ell j]^1 \hbar\omega; R)$ к асимптотическому ($R \rightarrow \infty$) значению фактора конверсии $w_3(M2[n\ell j]^1 \hbar\omega)$ от единицы, т.е. величину

$$\delta(R) = \left| \frac{w_3(M2[n\ell j]^1 \hbar\omega; R)}{w_3(M2[n\ell j]^1 \hbar\omega)} - 1 \right|.$$

Подчеркнем важное обстоятельство: поведение w_3 -фактора с ростом R практически полностью определяется угловыми моментами электронов ℓ и j относительно ядра-изомера и весьма слабо меняется при изменении главного квантового числа орбиты n или энергии связи $\varepsilon(n\ell j)$. Фиксация зоны конверсии с заданной точностью существенна для анализа структуры гибридных орбит, возникающих при натекании электронов из оболочек атомов-соседей в зону конверсии [12]. На основе проведенного расчета можно утверждать, что изменение интенсивностей конверсионных M2-переходов из состояний $s^{1/2}$, $p^{3/2}$ на величины не менее 1% могут быть полностью отнесены к изменению амплитуд этих состояний в ближайшей окрестности ядра-изомера ($R \leq 0,15 a_0$), тогда как для слабых переходов, например из $d^{5/2}$ -состояния, такое утверждение несправедливо, так как в этом случае конверсионный фактор с точностью около 2% набирается в области довольно большого радиуса ($R \approx 0,5 a_0$).

Таблица 6

Характеристики области набора факторов конверсии $w_3(M2[n\ell j]^1 \hbar\omega; R)$, рассматриваемых как функции верхнего предела R конверсионных радиальных интегралов

Орбита $n\ell j$	$\varepsilon(n\ell j)$, эВ (метод ХФС)	$\langle n\ell j x^2 n\ell j \rangle^{1/2}$, а.е.	$w_3(M2[n\ell j]^1 \hbar\omega)$	$R(\delta < 0,006)$, а.е.	$R(\delta < 0,001)$, а.е.
$3s^{1/2}$	453,5	-	$0,4363 \cdot 10^4$	0,13	0,30
$4s^{1/2}$	61,1	1,211	$0,7414 \cdot 10^3$	0,13	0,28
$3p^{1/2}$	372,8	-	$0,1385 \cdot 10^3$	0,32	0,50
$4p^{1/2}$	38,3	1,337	$0,2089 \cdot 10^2$	0,30	0,42
$3p^{3/2}$	356,7	0,478	$0,1652 \cdot 10^4$	0,14	0,30
$4p^{3/2}$	36,1	1,370	$0,2357 \cdot 10^3$	0,14	0,30
$3d^{3/2}$	212,2	0,465	$0,1803 \cdot 10^2$	0,34	0,54

П р и м е ч а н и я: I. Указаны пределы $R(\delta < \dots)$, выше которых отношение фактора конверсии к асимптотическому (при $R \rightarrow \infty$) ни где не отличается от единицы более $\delta \cdot 2$. Для сравнения $\langle 2p^{1/2} | x^2 | 2p^{1/2} \rangle^{1/2} = 0,148$; $\langle 2p^{3/2} | x^2 | 2p^{3/2} \rangle^{1/2} = 0,151$; они характеризуют зону набора фактора для конверсии с $2p$ -орбит.

6. Спектр конверсионных электронов. Представление о структуре энергетического спектра конверсионных электронов [$E = \hbar\omega - \varepsilon(n\ell j)$] дает величина \mathcal{P} относительного вклада орбиты. В случае чистого ΔL -перехода имеем

$$\mathcal{P}(nlj; \Lambda L) = \xi(nlj; \Lambda L) / \xi(\Lambda L);$$

$$\xi(nlj; \Lambda L) = N(nlj) \omega_3(\Lambda L [nlj]^1 \hbar \omega);$$

$$\xi(\Lambda L) = \sum_{nlj} \xi(nlj; \Lambda L).$$

Для смешанного по мультипольности перехода спектр определен формулой (7). Для конфигурации {I} ниобия в случае чистых переходов M2 и E3 величины $\mathcal{P}(nlj; \Lambda L)$ приведены для четырех значений энергий $\hbar\omega$ в табл.7. Разумеется, лишено смысла сравнивать с экспериментальными данными интенсивности линий на орбитах валентной зоны, на орбитах $2p\ 1/2$ и $2p\ 3/2$, а также в области $\epsilon \lesssim 3 e^2/a_0$, в которой ожидаются заметные эффекты делокализации и гибридизации орбит электронов, специфические для каждого конкретного химического соединения. Специфика атомного окружения изомера ниобия должна проявляться сильно и в пороговом эффекте, как это демонстрируют рис.2 и 3. Однако, как установлено расчетом для серии конфигураций валентной зоны, вероятности конверсии для орбит "балластной" группы (3s-4s) с точностью 0,1% не зависят от конфигурации валентной зоны (см. табл.2). Орбиты группы (3s-4s) лежат довольно глубоко и в процессе образования химического соединения ниобия не подвергаются заметной гибридизации, за исключением, возможно, $4s\ 1/2$ -орбиты или орбит, случайно попадающих в точный резонанс с положением какой-либо орбиты атомососеда [13]. Обнаруженный факт жесткой стабильности вероятности конверсии на группе орбит 3s-4s может быть основой прецизионного определения параметра x смеси мультиполей M2 и E3, причем здесь допустимо использовать произвольное (любое) соединение ниобия или внедрение изомера-ниобия в произвольную среду. Для орбит валентной зоны, области 4p-орбит, где наблюдается гибридизация и делокализация, а также 2p-орбит такой стабильности нет. Стабильность факторов $\xi(3s-4s; \Lambda L)$, $\xi(4p; \Lambda L)$ и $\xi(3s; \Lambda L)$ как функций энергии перехода $\hbar\omega$ (см. табл.3) и данные о факторах $\xi(2p; \Lambda L)$, приведенные на рис.2, 3, позволяют сделать ориентировочные оценки $\delta\lambda/\lambda$ для любого реалистического значения энергии $\hbar\omega$ и параметра x . Однако до экспериментального уточнения величины $\hbar\omega$ не представляется рациональным совершать перебор огромного массива допустимых ситуаций. Необходимая для оценки ядерных матричных элементов мультиполей E3 и M2 изомерного перехода ^{99}Nb грубая сетка значений факторов $\xi(\Lambda L; \hbar\omega)$ приведена в табл.8.

Таблица 7

Спектр конверсионных линий $\mathcal{P}(nlj; \Lambda L) = \xi(nlj; \Lambda L) / \xi(\Lambda L)$ мультиполей M2 и E3 изомера ниобия для нормальной конфигурации валентной зоны $\{(4d\ 3/2)^4 (5s\ 1/2)^1\}$

Орбита nlj	$\epsilon(nlj)$, эВ (метод ХЭС)	2240 эВ		2400 эВ		2480 эВ		2560 эВ	
		M2	E3	M2	E3	M2	E3	M2	E3
$2p\ 1/2$	2466,6	0	0	0	0	0,0162	0,2505	0,0189	0,2517
$2p\ 3/2$	2368,8	0	0	0,6552	0,6212	0,6442	0,4669	0,6433	0,4705
$3s\ 1/2$	455,9	0,4774	$2,81 \cdot 10^{-4}$	0,1651	$1,36 \cdot 10^{-4}$	0,1619	$1,13 \cdot 10^{-4}$	0,1623	$1,23 \cdot 10^{-4}$
$3p\ 1/2$	375,2	$14,6 \cdot 10^{-3}$	0,2512	$5,24 \cdot 10^{-3}$	0,0962	$5,23 \cdot 10^{-3}$	0,0721	$5,33 \cdot 10^{-3}$	0,0713
$3p\ 3/2$	359,1	0,3646	0,4478	0,1250	0,1712	0,1221	0,1283	0,1218	0,1266
$3d\ 3/2$	214,6	$4,00 \cdot 10^{-3}$	0,0759	$1,36 \cdot 10^{-3}$	0,0276	$1,33 \cdot 10^{-3}$	0,0202	$1,32 \cdot 10^{-3}$	0,0195
$3d\ 5/2$	211,6	$5,3 \cdot 10^{-4}$	0,1144	$1,81 \cdot 10^{-4}$	0,0416	$1,77 \cdot 10^{-4}$	0,0305	$1,77 \cdot 10^{-4}$	0,0294
$4s\ 1/2$	63,4	0,0812	$5,77 \cdot 10^{-5}$	0,0281	$2,65 \cdot 10^{-5}$	0,0275	$2,16 \cdot 10^{-5}$	0,0276	$2,31 \cdot 10^{-5}$
$4p\ 1/2$	40,5	$2,2 \cdot 10^{-3}$	0,0380	$0,79 \cdot 10^{-3}$	0,0145	$0,79 \cdot 10^{-3}$	0,0109	$0,80 \cdot 10^{-3}$	0,0107
$4p\ 3/2$	38,2	0,0521	0,0670	0,0178	0,0255	0,0174	0,0191	0,0174	0,0188
$4d\ 3/2$	5,86	$2,9 \cdot 10^{-4}$	$5,4 \cdot 10^{-3}$	$0,98 \cdot 10^{-4}$	$1,98 \cdot 10^{-3}$	$0,95 \cdot 10^{-4}$	$1,45 \cdot 10^{-3}$	$0,95 \cdot 10^{-4}$	$1,40 \cdot 10^{-3}$
$5s\ 1/2$	5,71	$3,15 \cdot 10^{-3}$	$2,3 \cdot 10^{-6}$	$1,09 \cdot 10^{-3}$	$1,05 \cdot 10^{-6}$	$1,07 \cdot 10^{-3}$	$0,85 \cdot 10^{-6}$	$1,07 \cdot 10^{-3}$	$0,90 \cdot 10^{-6}$
Фактор	$\xi(\Lambda L)$	$1,811 \cdot 10^4$	$7,438 \cdot 10^5$	$5,286 \cdot 10^4$	$20,34 \cdot 10^5$	$5,413 \cdot 10^4$	$27,72 \cdot 10^5$	$5,425 \cdot 10^4$	$28,69 \cdot 10^5$

Таблица 8

Полные конфигурационные факторы $\xi(M2) \cdot 10^{-4}$ и $\xi(E3) \cdot 10^{-5}$
 [см. формулы (1) и (4)] в допустимом диапазоне энергии перехода $\hbar\omega$

Энергия $\hbar\omega$, эВ	Переход	Номер конфигурации							
		{1}	{2}	{3}	{4}	{5}	{6}	{7}	{8}
2000	M2	1,7952	1,7894	1,8065	1,7932	1,7876	1,8008	1,8098	1,8179
	E3	7,0395	7,0455	7,0161	7,0679	7,0351	7,1006	7,1346	7,1771
2080	M2	1,8008	1,7949	1,8123	1,7984	1,7932	1,8060	1,8155	1,8267
	E3	7,1723	7,1778	7,1498	7,2014	7,1673	7,2328	7,2704	7,3152
2160	M2	1,8060	1,8001	1,8175	1,8038	1,7985	1,8114	1,8210	1,8324
	E3	7,3056	7,3116	7,2828	7,3346	7,3008	7,3670	7,4061	7,4455
2240	M2	1,8113	1,8054	1,8227	1,8089	1,8037	1,8169	1,8262	1,8378
	E3	7,4384	7,4445	7,4165	7,4688	7,4328	7,5016	7,5416	7,5888
2320	M2	1,8168	1,8106	1,8285	1,8145	1,8088	1,8222	1,8317	1,8434
	E3	7,5719	7,5774	7,5399	7,6025	7,5667	7,6361	7,6771	7,7259
2400	M2	5,2858	5,2989	5,3317	5,3138	5,2514	5,3455	5,4127	5,4677
	E3	20,336	20,278	20,103	20,052	20,455	19,782	19,485	19,779
2480	M2	5,4131	5,4124	5,4280	5,4083	5,3990	5,4163	5,3315	5,3449
	E3	27,725	27,821	27,596	27,696	27,795	27,521	20,892	20,939
2560	M2	5,4247	5,4228	5,4400	5,4254	5,4206	5,4335	5,4421	5,4519
	E3	28,686	28,666	28,627	28,707	28,696	28,743	28,778	28,798
2640	M2	5,4396	5,4318	5,4494	5,4358	5,4325	5,4441	5,4535	5,4651
	E3	29,627	29,614	29,582	29,642	29,603	29,677	29,713	29,772
2720	M2	5,4487	5,4423	5,4598	5,4400	5,4401	5,4543	5,4627	5,4738
	E3	30,509	30,523	30,491	30,545	30,505	30,574	30,614	30,661
2800	M2	5,4567	5,4513	5,4693	5,4547	5,4499	5,4617	5,4704	5,4819
	E3	31,372	31,380	31,352	31,397	31,370	31,438	31,483	31,534

Ядерные матричные элементы мультиполей E3 и M2 изомерного перехода

I. В зависимости от химического окружения атома ниобия скорость распада изомера ^{90}Nb варьирует в интервале $\lambda \approx (3,74 - 3,58) \cdot 10^{-2} \text{с}^{-1} / \text{I}$. В сложившейся ситуации этот разброс $\delta\lambda$ дает неопределенность около $\pm 5\%$ при вычислении по данным эксперимента ядерных мультипольных элементов для каждого выбранного значения $\hbar\omega$ в допустимом интервале энергий. Для оценки M2- и E3-элементов выбрано "среднее" значение $\langle \lambda \rangle = 3,65 \cdot 10^{-2} \text{с}^{-1}$. Расчет приведенных ядерных элементов во всем интервале энергий перехода сделан в предположении, что переход является чистым по мультипольности: либо E3 ($x = 1$), либо M2 ($x = 0$). Результаты приведены в табл.9, где отчетливо виден "пороговый" эффект, обусловленный в данном случае незнанием истинного значения энергии перехода. Факторы $\xi(\Lambda L)$ взяты из табл.8. Итак, надежно фиксируются лишь интервалы

$$\begin{aligned}
 |\langle 6+ || M2 || 4- \rangle| R_0^2 &= (1,62 - 0,94) \cdot 10^{-2} \text{ фм}^2; \\
 |\langle 6+ || E3 || 4- \rangle| R_0^3 &= (1,38 - 0,66) \cdot 10^2 \text{ фм}^3.
 \end{aligned}
 \tag{8}$$

Таблица 9

Приведенные ядерные матричные элементы $\langle I_2 \Pi_2 \| E3 \| I_1 \Pi_1 \rangle |R_0^3$ и $\langle I_2 \Pi_2 \| M2 \| I_1 \Pi_1 \rangle |R_0^2$ для изомерного перехода ^{90}Nb между состояниями $|I_1 \Pi_1\rangle = |4-\rangle$ и $|I_2 \Pi_2\rangle = |6+\rangle$

Элемент	Энергия перехода, эВ						
	2000	2240	2320	2400	2480	2560	2800
$\langle M2 \rangle R_0^2, 10^{-2} \text{ фм}^2$	1,634	1,627	1,624	0,952	0,941	0,940	0,937
$\langle E3 \rangle R_0^3, 10^{-2} \text{ фм}^3$	1,381	1,343	1,331	0,812	0,696	0,684	0,663

П р и м е ч а н и е. R_0 - радиус ядра ниобия в фемтометрах ($1 \text{ фм} = 10^{-13} \text{ см}$).

Сопоставим эти значения с масштабными величинами $R_0 \hbar / 2M_p c$ для M2-мультиполей и R_0^3 для E3-мультиполей. Возьмем $R_0 = 1,24 A^{1/3} \text{ фм}$; M_p - масса протона; $c = 3 \cdot 10^{10} \text{ см/с}$. Тогда в рамках гипотезы чистого по мультипольности перехода получим для M2-мультиполей значительное торможение:

$$\frac{R_0 \langle 6+ \| M2 \| 4-\rangle}{(\hbar / 2M_p c)} = (0,029 - 0,0017). \quad (9)$$

Чистый E3-переход в данной схеме ($x = 1$) оказывается ускоренным:

$$\langle 6+ \| E3 \| 4-\rangle = (0,80 - 0,38), \quad (10)$$

что следует из сравнения этой величины с оболочечной оценкой.

2. Рассмотрим элементы M2 и E3 в рамках упрощенного варианта модели оболочек, полагая, что состояния $^{90}\text{Nb}_{41}$ $|I_1 \Pi_1\rangle = |4-\rangle$ ($E_1 = 124,8 \text{ кэВ}$) и $|I_2 \Pi_2\rangle = |6+\rangle$ ($E_2 = 122,4 \text{ кэВ}$) принадлежат конфигурациям протонов (индекс λ) и нейтронов (индекс ν), заполняющих орбиты $(1f \ 5/2)$ $(2p \ 3/2)$ $(2p \ 1/2)$ $(1g \ 9/2)$ внешних (протонной и нейтронной) оболочек нуклонов в потенциальной яме Вудса - Саксона [14] (о параметрах ямы и (nlj) -орбитах нуклонов см., например, в работах [15, 16]).

Соответственно волновые функции состояний $\psi_{I_1 M_1}$ и $\psi_{I_2 M_2}$ есть суперпозиции конфигурационных функций протонной и нейтронной подсистем:

$$\psi_{IM}^{(k)}(\lambda\nu) = \sum_{M_\lambda M_\nu} C_{\lambda M_\lambda \nu M_\nu}^{IM} \psi_{\lambda M_\lambda}^{(k)} \psi_{\nu M_\nu}^{(k)}.$$

Состояние $|I_2 \Pi_2\rangle$ отнесем к основной конфигурации (отметим индексом $\{0\}$):

$$\begin{aligned} \text{протонной} & \quad \left\{ (1f \ 5/2)^6 (2p \ 3/2)^4 (2p \ 1/2)^2 (1g \ 9/2)^1 \right\}, J'_\lambda = 9/2 \\ \text{и} & \\ \text{нейтронной} & \quad \left\{ (1f \ 5/2)^6 (2p \ 3/2)^4 (2p \ 1/2)^2 (1g \ 9/2)^{-1} \right\}, J'_\nu = 9/2. \end{aligned} \quad (11)$$

Для состояния $|I_1 \Pi_1\rangle$ изомера рассматриваем суперпозицию функций шести конфигураций:

$$\psi_{I_1 M_1}(\lambda\nu) = \sum_{k=1}^6 A_k \psi_{I_1 M_1}^{(k)}(\lambda\nu); \quad \sum_{k=1}^6 |A_k|^2 = 1, \quad (12)$$

где функции $\psi_{I_1 M_1}^{(k)}(\lambda\nu)$ соответствуют конфигурациям табл. 10.

В таблице подчеркнуты дырки в заполненных конфигурациях, например $(1f \ 5/2)^{-1} = (1f \ 5/2)^5$, скобкой $[(1g \ 9/2)^2 \ 0]$ обозначено состояние двух протонов, образующих пару со спином нуль на $1g \ 9/2$ -орбите. Это состояние пары энергетически выделено; другие возможные состояния $(1g \ 9/2)^2$ -конфигурации не включены. Конфигурации $\{1\}$ $\{2\}$ $\{3\}$ отличаются от основной $\{0\}$ перемещением дыр-

ки в нейтронной подсистеме на орбиты $(2p\ 1/2)$ $(2p\ 3/2)$ $(1f\ 5/2)$ при сохранении основной конфигурации в протонной подсистеме, тогда как конфигурации $\{4\}$ $\{5\}$ $\{6\}$ характеризуются образованием протонной пары на $1g\ 9/2$ -орбите и дырки в протонных оболочках $(2p\ 1/2)$ $(2p\ 3/2)$ $(1f\ 5/2)$, причем нейтронная конфигурация не отличается от основной $\{0\}$. Разумеется, отобранные конфигурации не исчерпывают всех возможностей, но представляются наиболее существенными для рассматриваемых процессов.

Таблица 10

Функции $\Psi_{I_1 M_1}^{(k)}(\mathcal{N}\nu)$ конфигураций		
Номер конфигурации	Тип конфигурации	Конфигурация
{1}	Протонная	$\{(1f\ 5/2)^6 (2p\ 3/2)^4 (2p\ 1/2)^2 (1g\ 9/2)^1\}$, $J_{\pi} = 9/2$;
	Нейтронная	$\{(1f\ 5/2)^6 (2p\ 3/2)^4 (2p\ 1/2)^{-1} (1g\ 9/2)^{10}\}$, $J_{\nu} = 1/2$
{2}	Протонная	$\{(1f\ 5/2)^6 (2p\ 3/2)^4 (2p\ 1/2)^2 (1g\ 9/2)^1\}$, $J_{\pi} = 9/2$;
	Нейтронная	$\{(1f\ 5/2)^6 (2p\ 3/2)^{-1} (2p\ 1/2)^2 (1g\ 9/2)^{10}\}$, $J_{\nu} = 3/2$
{3}	Протонная	$\{(1f\ 5/2)^6 (2p\ 3/2)^4 (2p\ 1/2)^2 (1g\ 9/2)^1\}$, $J_{\pi} = 9/2$;
	Нейтронная	$\{(1f\ 5/2)^{-1} (2p\ 3/2)^4 (2p\ 1/2)^2 (1g\ 9/2)^{10}\}$, $J_{\nu} = 5/2$
{4}	Протонная	$\{(1f\ 5/2)^6 (2p\ 3/2)^4 (2p\ 1/2)^{-1} [(1g\ 9/2)^2 0]\}$, $J_{\pi} = 1/2$;
	Нейтронная	$\{(1f\ 5/2)^6 (2p\ 3/2)^4 (2p\ 1/2)^2 (1g\ 9/2)^{-1}\}$, $J_{\nu} = 9/2$
{5}	Протонная	$\{(1f\ 5/2)^6 (2p\ 3/2)^{-1} (2p\ 1/2)^2 [(1g\ 9/2)^2 0]\}$, $J_{\pi} = 3/2$;
	Нейтронная	$\{(1f\ 5/2)^6 (2p\ 3/2)^4 (2p\ 1/2)^2 (1g\ 9/2)^{-1}\}$, $J_{\nu} = 9/2$
{6}	Протонная	$\{(1f\ 5/2)^{-1} (2p\ 3/2)^4 (2p\ 1/2)^2 [(1g\ 9/2)^2 0]\}$, $J_{\pi} = 5/2$;
	Нейтронная	$\{(1f\ 5/2)^6 (2p\ 3/2)^4 (2p\ 1/2)^2 (1g\ 9/2)^{-1}\}$, $J_{\nu} = 9/2$

3. E3-переход в принятой схеме оболочечных состояний ядра ниобия возможен как квазипротонный из конфигураций $\{5\}$ и $\{6\}$ на основную $\{0\}$ или как квазинейтронный из конфигураций $\{2\}$ и $\{3\}$ на основную $\{0\}$. Далее введем эффективные заряды квазипроtons и квазинейтронов для E3-перехода q_{π} и q_{ν} ; хотя для свободных нуклонов $q_{\nu} = 0$, $q_{\pi} = 1$, взаимодействие нуклонов с низколежащими коллективными октупольными колебаниями ядра может привести к $q_{\nu} \neq 0$, как, например, для E3-перехода изомера ^{235}U [17].

Согласно принятому определению, для приведенного ядерного матричного элемента E3-мультиполя (2) имеем

$$R_0^3 \langle I_2 \| E3 \| I_1 \rangle_{3M I_1 M_1}^{I_2 M_2} =$$

$$= \left\langle I_2 M_2 \left| \left[\sum_{p=1}^7 q_{\pi} z_p^3 Y_{3M}(z_p) + \sum_{n=1}^N q_{\nu} z_n^3 Y_{3M}(z_n) \right] \right| I_1 M_1 \right\rangle. \quad (19)$$

Расчет элемента (19) с функциями (II) и (12)-(18) дает для модуля приведенного элемента E3-мультиполя величину

$$\begin{aligned}
 R_0^3 \left| \langle I_2 \| E3 \| I_1 \rangle \right| &= \sqrt{1/\pi 11} \left| q_{\pi} \langle 2p^{3/2} | z^3 | 1g^{9/2} \rangle_{\pi} A_5 [3/10]^{1/2} + \right. \\
 &+ q_{\pi} (-)^1 \langle 1f^{5/2} | z^3 | 1g^{9/2} \rangle_{\pi} A_6 \left[\frac{4 \cdot 7}{3 \cdot 5 \cdot 11 \cdot 11} \right]^{1/2} + q_{\nu} \langle 2p^{3/2} | z^3 | 1g^{9/2} \rangle_{\nu} A_2 [3/2]^{1/2} + \\
 &\left. + q_{\nu} \langle 1f^{5/2} | z^3 | 1g^{9/2} \rangle_{\nu} A_3 \left[\frac{4 \cdot 7}{3 \cdot 11 \cdot 11} \right]^{1/2} \right|. \quad (20)
 \end{aligned}$$

Вклады протонных переходов имеют "лишний" коэффициент $\sqrt{1/5}$ по сравнению с соответствующими нейтронными, что является следствием формирования протонной пары $[(1g^{9/2})^2 0]$. Входящие в выражение (20) радиальные интегралы $\langle n\ell j | z^3 | n\ell j \rangle$ однонуклонных переходов имеют величину около $0,5 \cdot R_0^3$. Если допустить, что в выражении (20) $q_{\pi} = q_{\nu}$ и все вклады одного знака, причем $A_k = \sqrt{1/6}$, то получим грубую оценку величины элемента $|\langle I_2 \| E3 \| I_1 \rangle| \approx 0,075 |q|$, которую надо сравнить с величиной (10). Получаемый таким путем эффективный заряд ($q \approx 5-10$) чрезмерно велик и неприемлем. Более реалистично предположить $q \approx 1$ и оценить величину смеси x , так как $x \approx q^{+2}$. При $A_k = \sqrt{1/6}$ получим $x \approx 1-4\%$. Измерение величины смеси x необходимо для анализа структуры состояний ядра.

4. Изомерный M2-переход $|4-\rangle \rightarrow |6+\rangle$. В принятой схеме структуры состояний $|4-\rangle$ и $|6+\rangle$ возможен протонный переход $\{6\} \rightarrow \{0\}$ и нейтронный $\{3\} \rightarrow \{0\}$. Введем эффективные заряды q_{π}, q_{ν} и магнитные моменты μ_{π}, μ_{ν} (в единицах $\hbar e/2M_p c$) для квазипротона и квазинейтрона в M2-переходе. Тогда для приведенного элемента M2-перехода ядра получаем

$$\begin{aligned}
 R_0^2 \left| \langle 6+ \| M2 \| 4-\rangle \right| &= R_0 \frac{\hbar}{2M_p c} 10 \sqrt{2/\pi \cdot 7 \cdot 11} \times \\
 &\times \left| \langle 1f^{5/2} | z/R_0 | 1g^{9/2} \rangle_{\pi} \left(\frac{3\mu_{\pi} - q_{\pi}}{3} \right) \frac{1}{\sqrt{5}} A_6 + \right. \\
 &\left. + \langle 1f^{5/2} | z/R_0 | 1g^{9/2} \rangle_{\nu} \left(\frac{3\mu_{\nu} - q_{\nu}}{3} \right) A_3 \right|.
 \end{aligned}$$

Фактор $\sqrt{1/5}$ в протонном вкладе, пропорциональном A_6 , обусловлен образованием пары $[(1g^{9/2})^2 0]$. Радиальный элемент $\langle 1f^{5/2} | z | 1g^{9/2} \rangle$ для протонов и нейтронов имеет величину, примерно равную R_0 , в связи с локализацией функций нуклона на поверхности ядра. Для фактора торможения (9), принимая в оценке равенство протонного и нейтронного радиальных элементов $\langle 1f^{5/2} | z | 1g^{9/2} \rangle_{\pi} \approx \langle 1f^{5/2} | z | 1g^{9/2} \rangle_{\nu}$ с параметрами свободных частиц ($q_{\nu} = 0, q_{\pi} = 1, \mu_{\nu} = -1,91, \mu_{\pi} = 2,79$), получим

$$\frac{R_0 \left| \langle 6+ \| M2 \| 4-\rangle \right|}{(\hbar/2M_p c)} \approx \frac{\langle 1f^{5/2} | z | 1g^{9/2} \rangle}{R_0} \left| [A_6 - 1,74 A_3] \right|. \quad (21)$$

Численные значения фактора торможения M2-перехода (9) накладывают жесткие ограничения на амплитуды A_6 и A_3 конфигураций $\{6\}$ и $\{3\}$, фиксируя почти полную взаимную компенсацию протонного и нейтронного вкладов. Разумеется, сами амплитуды могут быть малыми величинами. В этой схеме рассмотрен также M2-переход $|4-\rangle \rightarrow |6+\rangle$ с учетом большего числа протонных конфигураций; были включены все состояния конфигураций протонов (при нормальной нейтронной конфигурации $\{0\}$):

$$\begin{aligned}
 \{A\} : \{ (1f^{5/2})^6 (2p^{3/2})^4 (2p^{1/2})^{-1} (1g^{9/2})^1 (2d^{5/2})^1 \}_{\pi} &- 10 \text{ состояний;} \\
 \{B\} : \{ (1f^{5/2})^6 (2p^{3/2})^{-1} (2p^{1/2})^2 (1g^{9/2})^1 (2d^{5/2})^1 \}_{\pi} &- 18 \text{ состояний;}
 \end{aligned}$$

$$\{C\} : \left\{ (1f\ 5/2)^{-1} (2p\ 3/2)^4 (2p\ 1/2)^2 (1g\ 9/2)^1 (2d\ 5/2)^1 \right\}_{\pi} - 24 \text{ состояния.}$$

Состояния группы $\{C\}$ дают вклад, численно на порядок меньший, чем $\{A\}$ и $\{B\}$. Включение конфигураций $\{A\}$ и $\{B\}$ открывает возможность компенсации (9) вкладов протонного и нейтронного компонентов при более близких, чем в выражении (21), значениях A_3 и A_6 . Введем вероятности конфигураций $\{A\}$ и $\{B\}$: $w(A)$ и $w(B)$; тогда для приведенного элемента M2-перехода получим оценку

$$R_0^2 | \langle 6+ \| M2 \| 4- \rangle | \approx \left(\frac{\hbar}{2M_p c} \right) \times$$

$$\times \left\{ \frac{1}{\sqrt{5}} \sqrt{\frac{2}{11}} \frac{10}{\sqrt{7\pi}} \left(\frac{3\mu_{\pi} - q_{\pi}}{3} \right) \langle 1f\ 5/2 | z | 1g\ 9/2 \rangle_{\pi} A_6 + \right.$$

$$+ \xi(A) \frac{1}{\sqrt{10}} 3 \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{3\mu_{\pi} - q_{\pi}}{3} \right) \langle 2p\ 1/2 | z | 2d\ 5/2 \rangle_{\pi} [\pm \sqrt{w(A)}] +$$

$$+ \xi(B) \frac{1}{\sqrt{18}} 3 \sqrt{\frac{7}{8\pi}} \left(\frac{3\mu_{\pi} + 2q_{\pi}}{3} \right) \langle 2p\ 3/2 | z | 2d\ 5/2 \rangle_{\pi} [\pm \sqrt{w(B)}] +$$

$$\left. + 10 \sqrt{\frac{2}{\pi \cdot 7 \cdot 11}} \left(\frac{3\mu_{\nu} - q_{\nu}}{3} \right) \langle 1f\ 5/2 | z | 1g\ 9/2 \rangle_{\nu} A_3 \right\},$$

причем при включении состояний $\{A\} \{B\} \{C\}$ $\sum_{k=1} |A_k|^2 \neq 1$. Здесь $\xi(A)$ и $\xi(B)$ — "геометрические" факторы, учитывающие вклады состояний, принадлежащих конфигурациям $\{A\}$ и $\{B\}$. При допущении, что все состояния этих конфигураций имеют равные по величине и знаку амплитуды, получим $\xi(A) = 1,34$; $\xi(B) = 1,06$. Сумма модулей при синфазном вкладе равновероятных состояний конфигурации дает $[\xi(A)]_{\max} = 1,34$; $[\xi(B)]_{\max} = 2,51$. В яме Вудса — Саксона (с параметрами $V_0 = -47,09$ МэВ, $R_0 = 1,24 A^{1/3} = 5,56$ фм, $a = 0,63$ фм) имеем радиальные элементы протонных орбит $\langle 2p\ 1/2 | z | 2d\ 5/2 \rangle = 3,76$ фм; $\langle 2p\ 3/2 | z | 2d\ 5/2 \rangle = 3,86$ фм; $\langle 1f\ 5/2 | z | 1g\ 9/2 \rangle = 4,29$ фм.

В оценке принимаем равенство $\langle 1f\ 5/2 | z | 1g\ 9/2 \rangle_{\pi} = \langle 1f\ 5/2 | z | 1g\ 9/2 \rangle_{\nu}$ и значения параметров свободных нуклонов ($q_{\pi} = 1$, $q_{\nu} = 0$; $\mu_{\pi} = 2,79$, $\mu_{\nu} = -1,91$). Тогда для фактора торможения M2-перехода (9) получим $R_0 | \langle 6+ \| M2 \| 4- \rangle | / (\hbar/2M_p c) = | A_6 0,77 + 1,69 [\pm \sqrt{w(A)}] + 0,95 [\pm \sqrt{w(B)}] - 1,34 A_3 |$.

Предпринятые попытки обнаружить дополнительные ограничения на амплитуды A_3 и A_6 путем расчета наблюдаемых магнитного и квадрупольного моментов $|4-\rangle$ состояния ниобия (а также $\langle 4- | z^2 | 4-\rangle_{\pi}$) не привели к успеху, так как в эти величины входят одинаково эффективно все неизвестные амплитуды A_k . Таким образом, в анализе возможно продвижение лишь путем конкретного модельного расчета состояний ниобия в рамках модели оболочек с фиксированными "остаточными" силами между нуклонами, непосредственно определяющими величины амплитуд A_k и амплитуд состояний конфигураций $\{A\}$ и $\{B\}$.

* * *

1. Наблюдаемые величины $\delta\lambda/\lambda \approx 5\%$ вполне естественно объясняются пороговым эффектом на 2p-оболочке при изменении структуры валентной зоны атома ниобия в том случае, если энергия перехода ядра находится в диапазоне порогов 2p^{3/2}-орбиты. Ситуация существенно усложняется, если энергия перехода попадает в зону порогов 2p^{1/2}-орбиты атома ниобия, тогда необходима значительная примесь (около 10%) E3-перехода.

2. Поведение вероятности конверсии на 2p-орбитах в зоне порога (выше на 20 эВ) с изменением энергии перехода ядра $\hbar\omega$ оказалось специфическим (индивидуальным) для каждой configura-

ции валентной зоны ниобия. Это означает, что вероятности конверсии на $2p$ -орбитах должны существенно зависеть от химического окружения атома, причем эффект вовсе не определяется одним химическим сдвигом $\varepsilon(2p_j)$ -терма. В теоретическом описании порогового эффекта, по-видимому, потребуется учитывать эффекты поляризации оболочки иона кулоновым полем конверсионного электрона и эффекты типа EXAFS [18].

3. Вероятности конверсии мультиполей M2 и E3 на группе орбит от 3s до 4s устойчивы (с точностью лучше 0,3%) к самым широким вариациям структуры валентной зоны атома. Этот факт служит основанием для прецизионного измерения смеси α ядерных мультиполей по спектру конверсии изомера ^{90m}Nb , причем можно использовать произвольное соединение ниобия или ниобий, внедренный в среду.

4. Для использования изомера ^{90m}Nb в исследованиях электронной структуры соединений ниобия необходимо измерить энергию перехода с точностью ± 1 эВ.

5. В схеме принятой модели оболочек для околомагического ядра ниобия вероятное значение параметра примеси E3-мультиполя в конверсионный переход изомера имеет порядок величины $\alpha \approx 1-4\%$. Увеличение α требует увеличения эффективного заряда квазипротона и квазинейтрона.

6. Вытекающий из экспериментальных данных факт сильного торможения M2-перехода изомера вполне естественно объясняется взаимной компенсацией вкладов переходов $1f\ 5/2 \rightarrow 1g\ 9/2$ в протонной и нейтронной подсистемах. В результате получена довольно жесткая связь амплитуд конфигураций с дыркой в $1f\ 5/2$ -подоболочке протонной и нейтронной подсистем для $|4-\rangle$ - изомерного состояния ниобия, что является объектом для исследования при полном расчете структуры низколежащих состояний ниобия в модели оболочек или эквивалентной ей схеме.

Список литературы

1. Meykens A., Fettweis P. *Z. Phys.*, A1978, Bd 284, S.417-423.
2. Mazaki H., Kakiuchi S., Mukoyama T., Matsui M. *Phys. Rev.*, C1980, v.21, N 1, p.344-347.
3. Солдатов А.А. Препринт ИАЭ-3916/1. М., 1984; Вопросы атомной науки и техники. Сер. Общая и ядерная физика, 1984, вып.4(29), с.86.
4. Герасимов В.Н., Зеленков А.Г., Кулаков В.М. и др. *Ж.эксперим.и теор. физ.*, 1982, т.82, вып.2, с.362-368; 1984, т.86, вып.4, с.1169-1179.
5. Гречухин Д.П., Солдатов А.А. Препринт ИАЭ-3174. М., 1979.
6. Гречухин Д.П., Солдатов А.А. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1984, вып.2(56), с.36-54.
7. Ахиезер А.И., Берестецкий В.Б. *Квантовая электродинамика*. М.: Наука, 1969.
8. Гречухин Д.П., Солдатов А.А. *Ядерная физика*, 1983, т.38, вып.6(12), с.1397-1403.
9. Банд И.М., Тржасковская М.Б. Препринты ЛИЯФ № 90-92. Л., 1974.
10. Гречухин Д.П., Солдатов А.А. Пороговые эффекты в изменении скорости распада изомера ^{99m}Tc : Тезисы докладов XXXII совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л.: Наука, 1982, с.253.
11. Band I.M., Sliv L.A., Trzhakovskaya M.B. *Nucl.Phys.*, A1970, v.156, N 2, p.170-182.
12. Гречухин Д.П., Жудов В.И., Зеленков А.Г. и др. *Письма в ЖЭТФ*, 1980, т.31, вып.11, с.627-630.
13. Солдатов А.А. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Общая и ядерная физика, 1983, вып.4(25), с.49-51.
14. Serduke F.J.D., Lawson R.D., Gloecker D.H. *Nucl.Phys.*, A1976, v.256, N 1, p.45-86.
15. Calborlame A., Mangas S. *Ibid.*, A1976, v.266, N 1, p.72-82.
16. Добрынин Д.Л., Толоконников С.В., Фаянс С.А. Одночастичные спектры сферических ядер: Препринт ИАЭ-2593. М., 1975.
17. Гречухин Д.П., Солдатов А.А. *Ядерная физика*, 1976, т.23, № 2, с.273-281.
18. EXAFS-спектроскопия: теоретические аспекты, экспериментальная техника, применение: Библиографический указатель. ИЯФ СО АН СССР, 1984.

Статья поступила в редакцию 14 мая 1985 г.

УДК 621.039.513:621.039.51.12

МАСШТАБНАЯ ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ СГЛАЖИВАНИЯ РЕЗОНАНСНЫХ
СЕЧЕНИЙ НА КРИТИЧЕСКИЕ РАДИУСЫ ГОЛЫХ СФЕРИЧЕСКИХ
РАЗМНОЖАЮЩИХ СИСТЕМ*

М. В. К а л а ш н и к о в

SCALE ESTIMATION OF RESONANT CROSS-SECTIONS SMOOTHING EFFECT ON CRITICAL RADII OF BARE SPHERICAL MULTIPLYING SYSTEMS. Simple analytical method for estimating of resonant cross-sections smoothing effect on calculated critical radii values is proposed. The cross-sections resonant energy dependence is modeled by the succession of equidistant δ -shaped resonances that allowed the spectral problem on critical radii calculation be reduced to one-speed problem. The results of critical radii discrepancies estimation for 432 mixture variants of fission materials with resonant diluents are presented. Main dependences of scales and signs of discrepancies on mixtures parameters are brought out. Discrepances magnitudes up to tens of percents are sufficiently real.

При расчетной оценке возможности проведения работ с размножающими системами (РС) используют [1] количественный критерий ядерной безопасности (ЯБ)

$$k_1 < k_{эф} \leq k_{эф}^{яб} = \left\{ k_{эф}^p + \sum_i \Delta_i k_{эф} + \alpha \left[\sum_i \delta^2(\Delta_i k_{эф}) \right]^{1/2} \right\} \leq k_2, \quad (I)$$

где k_1, k_2 - границы промежутка, внутри которого оценку условий ядерной безопасности по значению эффективного коэффициента размножения РС делают расчетным способом; $k_{эф}$ - истинное (неизвестное) значение эффективного коэффициента размножения РС; $k_{эф}^{яб}$ - предписываемая правилами по ядерной безопасности смещенная оценка $k_{эф}$ РС; $k_{эф}^p$ - рассчитанное по конкретной вычислительной программе значение $k_{эф}$; $\sum_i \Delta_i k_{эф}$ - алгебраическая сумма поправок $\Delta_i k_{эф}$ к расчетному значению $k_{эф}^p$, компенсирующих систематические погрешности расчета; α - квантиль, который принимает по правилам ядерной безопасности значения около 3-4, характеризует надежность выполнения условия $k_{эф} \leq k_2$ и определяет ширину интервала, накрывающего с заданной вероятностью погрешность расчета; $\left[\sum_i \delta^2(\Delta_i k_{эф}) \right]^{1/2}$ - оценка среднего квадратического отклонения поправленного расчетного значения $k_{эф} = (k_{эф}^p + \sum_i \Delta_i k_{эф})$, связанная со средними квадратическими отклонениями $\delta(\Delta_i k_{эф})$ каждой поправки $\Delta_i k_{эф}$. Сходные с приведенными в выражении (I) критерии ядерной безопасности сформулированы для коэффициентов запаса по критической массе, критическим размерам. В дальнейшем будем иметь это в виду, особо не оговаривая.

Смещенность оценки $k_{эф}^{яб}$ РС связана с тем, что все неопределенности расчета суммируют (I) среднеквадратически в ядерноопасную сторону и учитывают членом $\alpha \left[\sum_i \delta^2(\Delta_i k_{эф}) \right]^{1/2}$. Это существенно отличает оценку $k_{эф}^{яб}$ от несмещенной конструкторской оценки $k_{эф} = (k_{эф}^p + \sum_i \Delta_i k_{эф})$ для той же РС, выполненной, например, на константах библиотеки БНАБ-78 [2].

* Редколлегия сборника эта статья представляется во многих отношениях спорной. В частности, нельзя согласиться с утверждением автора о том, что вплоть до настоящего времени $k_{эф}$ и другие параметры размножающих систем часто рассчитываются без учета резонансной самоэкранировки сечений. Однако предлагаемая в статье простейшая инженерная методика оценки погрешностей, связанных со сглаживанием (всех или нескольких) резонансов, и пример использования ее для расчета голых однородных размножающих шаров заслуживают внимания.

К другим особенностям оценок ядерной безопасности относятся их предпочтительные мажорантность и простота используемых методов оценок, чем и объясняется широкая распространенность инженерных методов расчетов [3-6] условий ядерной безопасности.

При выдаче заключений по ядерной безопасности на основе расчета степени подкритичности РС существуют практические трудности в оценке значений некоторых поправочных членов $\Delta_i k_{эф}$, $\delta(\Delta_i k_{эф})$ критерия (I). (Хотя задачи по оценке погрешностей расчетных результатов актуальны и в других направлениях, в целях сокращения объема ограничимся изложением только терминологии ядерной безопасности.)

Известные из литературы [7-10] масштабы возможных погрешностей в расчетных значениях критических параметров (достигающие иногда десятков процентов [10]) указывают на необходимость учета в обоснованных приближениях поправок на резонансную самоэкранировку сечений и неточность нейтронных констант в критерии (I) при оценке условий ядерной безопасности расчетными методами. Хотя обоснованные алгоритмы расчета таких поправок разработаны [2, 7-9], при оценке указанных условий эти поправки, как правило, не рассчитывают из-за недоступности для большинства специалистов (трехмерных) подгрупповых программ [9], программ оценки константной поправки [7, 8], высокой стоимости расчетов поправок с позиции вычислительных возможностей системы ядерной безопасности и, как следствие, невозможности обработать по этим программам значительную часть потока соответствующих задач, отсутствия инженерных методов оценки значений поправок.

Расчет значений $k_{эф}$ и других параметров, фигурирующих в критериях ядерной безопасности типа (I), часто проводят по программам, вообще не учитывающим резонансной самоэкранировки сечений либо учитывающим ее в относительно плохих приближениях. Вплоть до настоящего времени разрабатывают программы расчета переноса нейтронов и библиотеки нейтронных констант, игнорирующие факт самоэкранировки сечений. Опубликованные оценки погрешностей в критических параметрах [9, 10], хотя и демонстрируют необходимость корректного учета резонансной структуры сечений в расчетах, малополезны при проведении конкретных оценок условий ядерной безопасности для широкого круга задач, отличающихся большим разнообразием.

Целесообразно провести оценку связанных с приближенным описанием резонансной структуры сечений погрешностей расчетных значений критических параметров для широких классов РС в целях выявления масштаба и знака этих погрешностей; дополнить инженерные методы расчета критических параметров РС согласованной по трудозатратам и точности инженерной методикой расчета поправок на резонансную самоэкранировку сечений в целях приведения в соответствие реальной практики выдачи заключений и требований правил по ядерной безопасности, выраженных критериями типа (I).

В данной работе предлагается простейшая инженерная методика аналитической оценки погрешностей, связанных со сглаживанием резонансной структуры сечений, при расчете критических радиусов голых однородных РС.

Ограничиваясь случаем изотропного рассеяния (и деления), запишем (в обозначениях, близких к обозначениям работ [7, 11]) стационарное уравнение переноса нейтронов в общем виде:

$$\begin{aligned} [\Omega \nabla + \Sigma_t(E)] \varphi(z, E, \mu) = \int \frac{d\Omega'}{4\pi} \int_0^\infty dE' \times \\ \times [\nu \Sigma_f(E') W_f(E' \rightarrow E) + \Sigma_s(E') W_s(E' \rightarrow E)] \varphi(z, E', \mu') \end{aligned} \quad (2)$$

вместе с граничным условием

$$\varphi(R, E, \mu) = 0, \quad \mu \in (0; -1] \quad (3)$$

на свободной сферической границе шара радиусом R . Сформулируем тем самым задачу на критический радиус R однородного шара - наименьший радиус, при котором уравнение (2) с граничным условием (3) имеет решение.

Для оценки влияния сглаживания резонансных сечений на критические радиусы (КР) достаточно решить точно или в обоснованных приближениях две спектральные [с явной зависимостью потока нейтронов $\varphi(z, E, \mu)$ от энергии нейтронов E] задачи (2), (3), сформулированные на расчет КР: од-

ну - с точным описанием резонансных сечений, другую - со сглаженными сечениями, и вычислить раз-
личие КР.

Переходя дополнительно к безразмерному радиусу z_d с помощью замены переменных $z_d = z \Sigma_{tz}$,
введем в рассмотрение односкоростную задачу

$$\begin{aligned} [\Omega \nabla + 1] \varphi(z_d, \mu) &= c/2 \int_{-1}^1 d\mu' \varphi(z_d, \mu'); \\ \varphi(R_d, \mu) &= 0, \quad \mu \in (0; -1], \end{aligned} \quad (4)$$

где c - среднее число нейтронов, образующихся в акте столкновения нейтрона с ядром среды; Σ_{tz} -
макроскопическое транспортное сечение среды, см^{-1} ; $R_d = R \Sigma_{tz}$ - безразмерный КР.

Далее подберем специальную форму кривых резонансных сечений, отличающуюся тем, что спек-
тральная задача (2), (3) для этих резонансных сечений и для сглаженных по энергии точно сводится
к односкоростной задаче (4) с соответствующими константами. Решение задачи (4) - безразмерный
КР $R_d(c)$ и скалярный поток нейтронов как функция безразмерного радиуса z_d - хорошо изучено и
протабулировано, например, в работе [12] для ряда значений параметра c с относительной погреш-
ностью около 10^{-9} - 10^{-10} , поэтому будем пока считать его известным. Возможность точного сведения
спектральных задач (2), (3) с подобранной формой кривых резонансных сечений к односкоростной за-
даче (4) и наличие решения задачи (4) позволяют протабулировать погрешность КР однородного шара.
вызванную сглаживанием резонансных сечений, что и сделано ниже в некотором приближении.

В дальнейшем решим задачу (2), (3) для сред, состоящих из смеси однородного делящегося ма-
териала (ДМ) и идеализированного резонансного разбавителя с определенными ниже константами.

Пусть в ДМ возможны три процесса: деление, рассеяние и захват с соответствующими микроско-
пическими константами

$$\left. \begin{aligned} \nu, \bar{\sigma}_f, \frac{1}{4\pi} w_f(E' \rightarrow E); \quad \bar{\sigma}_s, \frac{1}{4\pi} w_s(E' \rightarrow E); \quad \bar{\sigma}_c; \quad n_f; \\ \int_0^\infty dE w_f(E' \rightarrow E) = \int_0^\infty dE w_s(E' \rightarrow E) = 1, \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

где $\bar{\sigma}$ - сечения в барнах ($1 \text{ б} = 10^{-28} \text{ м}^2$); $\nu, \bar{\sigma}_f, \bar{\sigma}_s, \bar{\sigma}_c$ от энергии нейтронов E не зависят;
 $w_f(E' \rightarrow E), w_s(E' \rightarrow E)$ - ограниченные и достаточно гладкие функции аргументов E' и E , обра-
щающиеся в нуль при $E > E_u$ (E_u - положительная константа в электронвольтах); n_f - плотность
ядер ДМ (в см^{-3}), не зависящая от радиуса z . Приведем решение вспомогательной задачи (2), (3)
для среды из чистого ДМ.

Благодаря тому, что константы ДМ (5) удовлетворяют условиям приближения постоянных сечений
[11, 13], спектральная задача (2), (3) для среды из чистого ДМ точно сводится интегрированием
по энергии E к односкоростной задаче (4) с односкоростными константами:

$$c = \frac{n_f(\nu \bar{\sigma}_f + \bar{\sigma}_s)}{n_f(\bar{\sigma}_f + \bar{\sigma}_s + \bar{\sigma}_c)}; \quad \Sigma_{tz} = n_f(\bar{\sigma}_f + \bar{\sigma}_s + \bar{\sigma}_c). \quad (6)$$

Безразмерный КР $R_d(c)$ задачи (4) является функцией только одного параметра c , конечен
при $c > 1$, протабулирован в работе [12]. Размерный КР R задачи (2), (3) для среды из чистого
ДМ определяется через $R_d(c), \Sigma_{tz}$ (6) по формуле

$$R(c, \Sigma_{tz}) = R_d(c) / \Sigma_{tz}. \quad (7)$$

Отметим, что у собственной функции $\varphi(z, E, \mu)$ задачи (2), (3) для среды из ДМ с констан-
тами (5) энергетическая и пространственно-угловые переменные разделяются, т.е. выполняется ра-
венство $\varphi(z, E, \mu) = \psi(E) \varphi(z, \Sigma_{tz}, \mu)$, где $\varphi(z, \Sigma_{tz}, \mu)$ - собственная функция задачи (4),
рассчитанная при соответствующем значении параметра c (6).

В любом критическом реакторе справедливо [14] интегральное соотношение баланса нейтронов:

$$\text{утечка нейтронов} + \text{поглощение нейтронов} = \text{генерация нейтронов} . \quad (8)$$

Для задачи (2), (3) с константами (5) член, например поглощения нейтронов в соотношении (8), представим как $\int_V dV \int_{4\pi} d\Omega \int_0^\infty dE n_f (\sigma_f + \sigma_c) \varphi(r, E, \mu)$, где интегрирование проводится по всему объему шара, всем энергиям и направлениям движения нейтронов.

Наряду с ДМ (5) введем в рассмотрение идеализированный чисто резонансный разбавитель (РР), участвующий в двух ядерных процессах (захвате и рассеянии нейтронов) с одинаковыми, эквидистантными по энергии δ -образными ($\delta(E)$ - δ -функция Дирака [15]) резонансами, изотропным рассеянием с ограниченной, достаточно гладкой, обращаемой в нуль при $E > E_\mu$ индикатрисой

$\frac{1}{4\pi} w_{sz}(E' \rightarrow E)$, $\int_0^\infty dE w_{sz}(E' \rightarrow E) = 1$ и плотностью ядер n_d (в см^{-3}). Определим элементарные сечения рассеяния $\sigma_{szes}(E)$ и захвата $\sigma_{czes}(E)$ РР:

$$\sigma_{szes}(E) = \sum_{j=1}^{\infty} \sigma_{sz} D \delta(E - jD); \quad (9)$$

$$\sigma_{czes}(E) = \sum_{j=1}^{\infty} \sigma_{cz} D \delta(E - jD), \quad (10)$$

где D - расстояние между резонансами, эВ; σ_{sz} , σ_{cz} - константы, б.

Путь РР (9), (10) равномерно внедряется в ДМ (5) и плотность ядер n_f при этом не изменяется. Макроконстанты уравнения (2) для такой смеси ДМ и РР можно представить формулами

$$\Sigma_t(E) = n_f (\sigma_f + \sigma_s + \sigma_c) + n_d \sigma_{szes}(E) + n_d \sigma_{czes}(E);$$

$$\nu \Sigma_f(E') W_f(E' \rightarrow E) = n_f \nu \sigma_f w_f(E' \rightarrow E); \quad (11)$$

$$\Sigma_s(E') W_s(E' \rightarrow E) = n_f \sigma_s w_s(E' \rightarrow E) + n_d \sigma_{szes}(E') w_{sz}(E' \rightarrow E).$$

Используя решение уравнения замедления нейтронов [16] для среды с константами (11), покажем, что внедрение РР (9), (10) в ДМ (5) в любых конечных количествах не изменяет ни одного члена соотношения интегрального баланса нейтронов (8); таким образом, КР задачи (2), (3) с константами (11) совпадает с КР рассматриваемой выше вспомогательной задачи (2), (3) для среды из чистого ДМ (5), т.е. выражается формулой (7) с константами (6), определяемыми только собственно ДМ.

Решение уравнения замедления нейтронов [16] для среды с константами (11) в окрестности любого резонанса показывает, что, независимо от значения сечения в пике резонанса, вероятность избежать резонансного взаимодействия при замедлении через такой δ -образный резонанс точно равна единице вследствие двух одновременно действующих независимых причин: резонансной самоэкранировки сечений и нулевой ширины каждого резонанса по энергии. Следовательно, члены поглощения и генерации нейтронов соотношения (8) при внедрении в ДМ (5) любых конечных количеств РР (9), (10) остаются неизменными.

Собственная функция $\varphi(r, E, \mu)$ задачи (2), (3) для смеси ДМ и РР с константами (11) изменяется по отношению к собственной функции задачи (2), (3) для чистого ДМ (5) лишь при энергиях резонансов $E = jD \leq E_\mu$, $j = 1, \dots, j_{max}$, т.е. на множестве меры нуль [15]; таким образом, член утечки нейтронов в соотношении (8) при внедрении РР в ДМ тоже не изменяется.

Неизменность значений каждого из членов соотношения (8) при внедрении в ДМ любых конечных количеств РР означает, что КР задачи (2), (3) с константами (11) равен КР этой же задачи с константами (5), т.е. определяется только ДМ и может быть вычислен по формуле (7) с константами (6).

Сгладим (усредним) элементарные сечения разбавителя (9), (10) по широким энергетическим промежуткам $[E_1; E_2]$, содержащим большое число резонансов $|E_2 - E_1| \gg D$, подобно тому, как это делают по программам расчета многогрупповых сечений с гладкими весовыми функциями. Сглажен-

ные таким образом сечения PP не зависят от положения промежутка усреднения $[E_1; E_2]$ на энергетической оси и равны соответственно введенным в формулах (9), (10) постоянным $\bar{\sigma}_{sz}$, $\bar{\sigma}_{cz}$ размерности микроскопических сечений.

Спектральная задача (2), (3) в среде из смеси ДМ (5) и PP со сглаженными по энергии сечениями рассеяния $\bar{\sigma}_{sz}$ и захвата $\bar{\sigma}_{cz}$ ввиду выполнения условий приближения постоянных сечений сводится к односкоростной задаче (4) с константами c_1 , Σ_{tz1} :

$$c_1 = \frac{n_f(\nu\bar{\sigma}_f + \bar{\sigma}_s) + n_d\bar{\sigma}_{sz}}{n_f(\bar{\sigma}_f + \bar{\sigma}_s + \bar{\sigma}_c) + n_d(\bar{\sigma}_{sz} + \bar{\sigma}_{cz})}; \quad (12)$$

$$\Sigma_{tz1} = n_f(\bar{\sigma}_f + \bar{\sigma}_s + \bar{\sigma}_c) + n_d(\bar{\sigma}_{sz} + \bar{\sigma}_{cz}).$$

Размерный КР шара из смеси ДМ и PP со сглаженными сечениями вычисляется по формуле (7) с константами (12).

Вводя новые переменные - отношение сглаженного транспортного сечения внедренного PP к транспортному сечению ДМ и отношение сечения захвата PP к транспортному сечению PP, т.е.

$$\frac{\Delta\Sigma_{tzz}}{\Sigma_{tz}} = \frac{n_d(\bar{\sigma}_{sz} + \bar{\sigma}_{cz})}{n_f(\bar{\sigma}_f + \bar{\sigma}_s + \bar{\sigma}_c)}; \quad \frac{\Delta\Sigma_{cz}}{\Delta\Sigma_{tzz}} = \frac{n_d\bar{\sigma}_{cz}}{n_d(\bar{\sigma}_{sz} + \bar{\sigma}_{cz})}, \quad (13)$$

связем константы смеси c_1 , Σ_{tz1} (12) с константами ДМ (6) и PP (13) соотношениями

$$c_1 = \frac{c + (\Delta\Sigma_{tzz}/\Sigma_{tz})[1 - (\Delta\Sigma_{cz}/\Delta\Sigma_{tzz})]}{[1 + (\Delta\Sigma_{tzz}/\Sigma_{tz})]}; \quad (14)$$

$$\Sigma_{tz1} = \Sigma_{tz} + \Delta\Sigma_{tzz}.$$

Относительное различие $\Delta R/R$ размерных КР шаров из смеси ДМ с PP, рассчитанных в двух предположениях - с резонансными сечениями PP (9), (10) и со сглаженными сечениями PP $\bar{\sigma}_{sz}$, $\bar{\sigma}_{cz}$, возникающее из-за пренебрежения эффектом самоэкранировки сечений, можно представить формулой

$$\frac{\Delta R}{R} = \left[\frac{R(c_1, \Sigma_{tz1}) - R(c, \Sigma_{tz})}{R(c, \Sigma_{tz})} \right] 100\% = \left\{ \frac{R_d(c_1)}{R_d(c)[1 + (\Delta\Sigma_{tzz}/\Sigma_{tz})]} - 1 \right\} 100\% \quad (15)$$

и интерпретировать далее как погрешность расчетных КР, возникающую из-за сглаживания резонансных сечений.

Использование в расчетах по разностной формуле (15) точных значений функции $R_d(c)$ из работы [12] неудобно, так как значения $R_d(c)$ протабулированы на слишком редкой сетке и сама интерполяция между ними вносит большую погрешность в результаты. Вместо точных значений функции $R_d(c)$ в расчетах по формуле (15) использованы значения соответствующей функции $R_{das}(c)$ (где $c > 1$), вычисленные по формуле асимптотической диффузионной теории [3]

$$R_{das}(c) = (\pi/k) - (0,71/c), \quad (16)$$

где k - решение трансцендентного уравнения $c \operatorname{arctg} k = k$ благодаря хорошему согласию точных значений $R_d(c)$ [12] соответствующим значениям $R_{das}(c)$ (16), проиллюстрированному в табл. I.

Таблица I

Безразмерные КР голых однородных шаров

c	R_d [I2]	R_{das} (I6)	$\frac{R_{das} - R_d}{R_d}$, %
1,01	17,3624404705	17,362884	$2,55 \cdot 10^{-3}$
1,05	7,2771817945	7,277638	$6,27 \cdot 10^{-3}$
1,10	4,8727142665	4,873230	$1,06 \cdot 10^{-2}$
1,20	3,1720725129	3,172794	$2,27 \cdot 10^{-2}$
1,30	2,4248249802	2,425794	$3,99 \cdot 10^{-2}$
1,40	1,9853434324	1,986554	$6,10 \cdot 10^{-2}$
1,60	1,4760985891	1,477710	0,109
1,80	-	1,185176	-
2,00	0,990605570	0,992674	0,209

В табл.2 приведены значения относительной погрешности КР $\Delta R/R$, возникающей из-за сглаживания резонансных сечений. Значения протабулированы по формуле (I5) в зависимости от параметров $c, \Delta \Sigma_{tzz}/\Sigma_{tzz}, \Delta \Sigma_{cz}/\Delta \Sigma_{tzz}$ исходного ДМ (6), относительного количества и параметров внедренного в ДМ РР (I3), где значения безразмерного КР $R_d(c)$ аппроксимированы функцией $R_{das}(c)$ (I6). Оценка значений погрешности $\Delta R/R$ (I5) КР проведена в настоящей работе для всего мыслимого набора исходных ДМ, количеств и параметров внедряемых в ДМ РР (проведены расчеты примерно для 10^4 вариантов смесей ДМ и РР), но объем статьи не позволяет привести результаты полностью. Ввиду разностного характера величины $\Delta R/R$ вычисления всех членов формулы (I5) проводили с относительной погрешностью около 10^{-13} .

На основе результатов работы [I2] выполнена оценка погрешности рассчитанных значений $\Delta R/R$ и установлено, что связанная с аппроксимацией функции $R_d(c)$ [I2] функцией $R_{das}(c)$ относительная погрешность результатов табл.2 составляет примерно $10^{-4} - 2 \cdot 10^{-2}$, в связи с чем мантиссы значений $\Delta R/R$ приведены с тремя значащими цифрами. Символом ∞ в табл.2 охарактеризованы ситуации, в которых разблокировка (сглаживание) резонансных сечений приводит к подкритике даже в бесконечной среде ($c_1 < 1$), тогда как исходная задача (2), (3) с константами РР (9), (10) надкритична.

РР с константами (9), (10) не содержит нерезонансной составляющей сечений, что придает результатам табл.2 излишне методический характер, поскольку у реальных нуклидов сечения в промежутках между резонансными пиками отличны от нуля. Обобщим полученные результаты на случай РР, содержащих и нерезонансную составляющую сечений, представив сечения РР формулами

$$\sigma_{szes}(E) = \sum_{j=1}^{\infty} \sigma_{sz} D^j \delta(E - jD) + \sigma_{s0}; \quad (I7)$$

$$\sigma_{czes}(E) = \sum_{j=1}^{\infty} \sigma_{cz} D^j \delta(E - jD) + \sigma_{c0}, \quad (I8)$$

где σ_{s0}, σ_{c0} - постоянные составляющие микроскопических сечений соответственно рассеяния и захвата РР, а прочие обозначения совпадают с обозначениями формул (9), (10), в частности за сглаженными по энергии резонансными частями микроскопических сечений РР сохраняем обозначения σ_{sz}, σ_{cz} . Легко показать, что и в этом случае погрешность $\Delta R/R$ КР шаров из смесей ДМ (5) с РР (I7), (I8), связанная со сглаживанием сечений РР (I7), (I8), оценивается по табл.2, если в формулах (I3), (I4), (I5) переопределить константы c, Σ_{tzz} (6) по формулам

$$c = \frac{n_f(\nu \sigma_f + \sigma_s) + n_d \sigma_{s0}}{n_f(\sigma_f + \sigma_s + \sigma_c) + n_d(\sigma_{s0} + \sigma_{c0})}; \quad (I9)$$

$$\Sigma_{tzz} = n_f(\sigma_f + \sigma_s + \sigma_c) + n_d(\sigma_{s0} + \sigma_{c0}). \quad (20)$$

Относительные погрешности $\Delta R/R$ расчетных голях шаров, вызванные сглаживанием резонансных сечений, %

Таблица 2

с	$\Delta \Sigma_{cz}$	$\Delta \Sigma_{tzz} / \Sigma_{tz}$								
	$\Delta \Sigma_{tzz}$	0,05	0,10	0,25	0,50	0,75	1,00	1,50	2,00	5,00
I,01	0,00	-2,30	-4,44	-10,1	-17,6	-23,5	-28,3	-35,7	-41,1	-58,1
I,05	0,00	-2,11	-4,10	-9,37	-16,5	-22,1	-26,7	-33,9	-39,3	-56,3
I,10	0,00	-1,96	-3,80	-8,74	-15,5	-20,9	-25,3	-32,3	-37,6	-54,7
I,20	0,00	-1,73	-3,37	-7,80	-14,0	-19,0	-23,2	-29,9	-35,1	-52,1
I,30	0,00	-1,56	-3,04	-7,10	-12,8	-17,5	-21,5	-28,0	-33,0	-50,0
I,40	0,00	-1,42	-2,78	-6,53	-11,9	-16,3	-20,1	-26,4	-31,3	-48,2
I,60	0,00	-1,22	-2,39	-5,65	-10,4	-14,4	-17,9	-23,7	-28,4	-45,0
I,80	0,00	-1,07	-2,10	-5,00	-9,25	-12,9	-16,2	-21,7	-26,1	-42,4
I,01	0,05	13,5	36,9	∞						
I,05	0,05	0,741	1,71	6,18	21,5	62,5	∞	∞	∞	∞
I,10	0,05	-0,474	-0,846	-1,38	-0,441	2,93	9,43	42,5	∞	∞
I,20	0,05	-0,934	-1,80	-4,01	-6,66	-8,28	-9,04	-8,25	-4,21	∞
I,30	0,05	-1,00	-1,94	-4,46	-7,80	-10,3	-12,2	-14,5	-15,1	31,2
I,40	0,05	-0,988	-1,93	-4,47	-7,98	-10,8	-13,0	-16,3	-18,2	-10,5
I,60	0,05	-0,911	-1,78	-4,20	-7,64	-10,5	-12,9	-16,8	-19,6	-24,8
I,80	0,05	-0,828	-1,63	-3,86	-7,11	-9,89	-12,3	-16,2	-19,3	-27,8
I,01	0,10	40,0	∞							
I,05	0,10	3,83	8,56	32,2	∞	∞	∞	∞	∞	∞
I,10	0,10	1,07	2,35	7,74	24,7	68,7	∞	∞	∞	∞
I,20	0,10	-0,124	-0,166	0,186	2,40	6,94	14,7	51,6	∞	∞
I,30	0,10	-0,435	-0,814	-1,64	-2,06	-1,37	0,446	8,22	25,3	∞
I,40	0,10	-0,548	-1,05	-2,31	-3,69	-4,29	-4,18	-1,88	3,68	∞
I,60	0,10	-0,600	-1,17	-2,69	-4,71	-6,19	-7,22	-8,12	-7,64	49,5
I,80	0,10	-0,586	-1,15	-2,69	-4,84	-6,58	-7,96	-9,84	-10,8	2,34
I,01	0,20	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞
I,05	0,20	10,8	27,1	∞						
I,10	0,20	4,34	9,62	35,3	∞	∞	∞	∞	∞	∞
I,20	0,20	1,54	3,30	10,1	29,8	78,7	∞	∞	∞	∞
I,30	0,20	0,718	1,53	4,64	12,5	25,8	50,0	∞	∞	∞
I,40	0,20	0,346	0,753	2,36	6,48	12,9	22,7	66,0	∞	∞
I,60	0,20	0,0263	0,0873	0,477	1,81	4,06	7,36	18,2	39,4	∞
I,80	0,20	-0,098	-0,172	-0,254	0,0581	0,918	2,34	7,08	15,2	∞
I,01	0,40	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞
I,05	0,40	29,8	128	∞						
I,10	0,40	11,8	29,3	∞						
I,20	0,40	5,09	11,2	40,2	∞	∞	∞	∞	∞	∞
I,30	0,40	3,12	6,64	20,6	69,8	∞	∞	∞	∞	∞
I,40	0,40	2,19	4,59	13,4	37,4	94,1	∞	∞	∞	∞
I,60	0,40	1,31	2,70	7,55	18,5	35,4	64,9	∞	∞	∞
I,80	0,40	0,893	1,84	5,03	11,7	20,9	33,9	87,6	∞	∞
I,01	1,00	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞
I,05	1,00	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞	∞
I,10	1,00	46,2	∞							
I,20	1,00	17,8	47,8	∞						
I,30	1,00	11,2	26,4	172	∞	∞	∞	∞	∞	∞
I,40	1,00	8,19	18,4	75,9	∞	∞	∞	∞	∞	∞
I,60	1,00	5,36	11,5	37,6	179	∞	∞	∞	∞	∞
I,80	1,00	4,00	8,43	25,3	78,5	378	∞	∞	∞	∞

Физически такое переопределение констант означает, что в случае внедрения в ДМ (5), (6) РР (17), (18) нерезонансная часть сечений РР предварительно включается в константы исходного ДМ.

Результаты табл.2 дают достаточно полную картину связанных со сглаживанием резонансных сечений погрешностей $\Delta R/R$ расчетных КР голых шаров из любых смесей ДМ и РР в предположении, что энергетическая зависимость ценности нейтронов относительно асимптотической мощности [7] отсутствует, и интересны прежде всего тем, что масштабы оцененной погрешности КР по меркам ядерной безопасности значительны. Результаты табл.2 показывают, например, что:

- сглаживание сечений идеализированного (9), (10) резонансного рассеивателя, $\Delta \Sigma_{Cz} / \Delta \Sigma_{tzz} = 0$ (13), во всех случаях занижает размерный КР и погрешность $\Delta R/R$ монотонно растет в зависимости от количества РР $\Delta \Sigma_{tzz} / \Sigma_{tz}$ (13), внедренного в ДМ, и монотонна по параметру c исходного ДМ;
- сглаживание сечений резонансного поглотителя (9), (10), $\Delta \Sigma_{Cz} / \Delta \Sigma_{tzz} = 1$ (13), завышает КР, погрешность $\Delta R/R$ монотонна по параметру c исходного ДМ и монотонно растет в зависимости от количества $\Delta \Sigma_{tzz} / \Sigma_{tz}$ внедренного в ДМ РР, достигая бесконечного значения;
- сглаживание сечений слабопоглощающего РР (9), (10), $0 < \Delta \Sigma_{Cz} / \Delta \Sigma_{tzz} \lesssim 0,15$ (13), приводит к более сложной зависимости $\Delta R/R$ от количества внедренного РР $\Delta \Sigma_{tzz} / \Sigma_{tz}$ и параметра c ДМ: для высоких значений c ДМ сглаживание сечений сначала занижает КР, но по мере добавления РР $\Delta R/R$ достигает экстремума, затем меняет знак и, наконец, достигает бесконечного положительного значения, а для низких значений c ДМ поведение $\Delta R/R$ подобно рассмотренному в случае чистого резонансного поглотителя.

Для более реального РР (17), (18), содержащего нерезонансную составляющую сечений, по результатам табл.2 проведем только количественную оценку масштабов $\Delta R/R$, поскольку в качественном смысле зависимости погрешности $\Delta R/R$ от параметров ДМ, РР и количества внедренного РР подобны рассмотренным выше на примере чисто резонансного РР (9), (10).

Положим для оценки параметры ДМ (5), (6) и РР (17), (18) следующими: $c = 1,7$, $(\sigma_f + \sigma_s + \sigma_c) = 2(\sigma_{sz} + \sigma_{cz}) = 2(\sigma_{s0} + \sigma_{c0})$, $\sigma_{c0} = 0$, $n_d/n_f = 5$. Включая нерезонансную часть сечений РР σ_{s0} , σ_{c0} в константы ДМ по формулам (19), (20), (13), получим $c = 1,2$, $\Delta \Sigma_{tzz} / \Sigma_{tz} \approx 0,71$. В предположении, что резонансы РР (17), (18) являются чисто рассеивающими, $\Delta \Sigma_{Cz} / \Sigma_{tzz} = 0$ (13), погрешность $\Delta R/R$, связанная с их сглаживанием (см.табл.2), составит приблизительно - 18%; для чисто поглощающих резонансов, $\Delta \Sigma_{Cz} / \Delta \Sigma_{tzz} = 1$, эта погрешность равна $+\infty$, для слабопоглощающих резонансов (например, $\Delta \Sigma_{Cz} / \Delta \Sigma_{tzz} = 0,1$) - приблизительно + 6%. Таким образом, погрешности $\Delta R/R$, связанные со сглаживанием резонансов сечений РР (17), (18), варьирующиеся в пределах от -20% до $+\infty$ %, достаточно реальны; следовательно, расчет соответствующей поправки в критериях ядерной безопасности типа (1), по крайней мере в некоторых случаях, необходим, в том числе при оценке условий ядерной безопасности инженерными методами [3, 4, 6].

Развитый выше метод оценки погрешностей $\Delta R/R$ (15) КР дополняет инженерные методы расчета КР голых РС и приводит их в соответствие с предписываемыми правилами ядерной безопасности критериями типа (1). Инженерные методы расчета КР и метод оценки погрешности $\Delta R/R$ сопоставимы по пределам применимости (применимы к размножающим средам, не содержащим больших количеств легких, упругозамедляющих разбавителей), трудозатратам и точности (в обоих случаях фактически решают уравнение $c \operatorname{arctg} k = k$).

Оценка погрешности $\Delta R/R$ (15) служит мерой различия КР задачи (2), (3), рассчитанных в двух предельных случаях: бесконечно узких, неограниченных по значению сечения в пике резонансов и полностью сглаженных резонансов. При этом переход от конечных по ширине и высоте резонансов реальных РР к δ -образным идеализированным резонансным сечениям (17), (18) делаем посредством физически неформального предельного перехода с сохранением площади под резонансной кривой. Этот предельный переход, оправданный в задачах ядерной безопасности на расчет КР [17], способствует (в духе мажорирующих оценок ядерной безопасности) завышению модуля значения оцениваемой погрешности $\Delta R/R$ (15). Представление сечений РР (17), (18) и констант смеси ДМ и РР (11) эквивалентно двухгрупповому [2] представлению с бесконечными значениями парциальных сечений в одной из подгрупп и нулевой долей этой подгруппы, которая отвечает бесконечным значениям сечений в δ -образных резонансных пиках.

Модель сечений PP (I7), (I8) не предполагает наличия интерференционных минимумов в сечениях PP, учет которых, по-видимому, повысит модуль погрешности $\Delta R/R$ при достаточно больших значениях отношения n_d/n_f . В этом смысле оценка $\Delta R/R$ (I5) не является мажорирующей. Можно развить эквивалентное трехподгрупповому описанию сечений смеси ДМ и PP (II), дополнив введенное выше представление подгруппой с нулевым значением полного сечения и ненулевой долей. При этом спектральные задачи (2), (3) со сглаженными и несглаженными сечениями смеси точно сводятся к односторонней задаче (4), а оценка $\Delta R/R$ будет уже мажорирующей.

Для проведения оценок погрешностей $\Delta R/R$ (I5) по данным табл.2 или прямо по формулам (I9), (20), (I3) - (I5) наряду с известными (см., например, работу [5]) односторонними константами ДМ необходимо знать сечения σ_{S0} , σ_{C0} , σ_{Sz} , σ_{Cz} (I7), (I8), т.е. для реальных PP должна быть создана библиотека перечисленных односторонних сечений. При создании такой библиотеки чрезвычайно полезными могут оказаться результаты работы [18], развивающей модель эквидистантных резонансов (конечной ширины и высоты) для описания сечений реальных PP и оперирующей параметрами, которые можно связать с требуемыми параметрами σ_{S0} , σ_{C0} , σ_{Sz} , σ_{Cz} .

С точки зрения задач ядерной безопасности, касающихся расчетов КР, наибольшую опасность представляют случаи переоценки влияния резонансных поглотителей, $\Delta \Sigma_{Cz} / \Delta \Sigma_{tzz} \approx 0,3 - 1,0$, на расчетные значения КР, поскольку погрешность $\Delta R/R$ (см. табл.2), связанная со сглаживанием сечений, может быть очень значительной и имеет неблагоприятный с позиции ядерной безопасности знак, а с точки зрения аварийных задач опасность представляет разблокировка сечения упругого рассеяния, приводящая к уменьшению КР.

Список литературы

1. Кларк Х.К. В кн.: Вопросы ядерной безопасности, связанные с достижением критичности. Вып.2. М.: Атомиздат, 1976, с.39-50.
2. Абагян Л.П. и др. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. М.: Энергоиздат, 1981.
3. Романов Ю.А. В кн.: Исследования критических параметров реакторных систем. М.: Атомиздат, 1960, с.3-26.
4. Заграфов В.Г. Там же, с.74-100.
5. Кодд Д., Шеферд Л., Тайт Д. В кн.: Успехи в области ядерной энергии. М.: Изд-во иностр.лит., 1958, с.289-361.
6. Заграфов В.Г. Атомная энергия, 1960, т.8, вып.1, с.23-29.
7. Усачев Л.Н., Бобков Ю.Г. Теория возмущений и планирование эксперимента в проблеме ядерных данных для реакторов. М.: Атомиздат, 1980.
8. Алексеев П.Н., Мантуров Г.Н., Николаев М.Н. Атомная энергия, 1980, т.49, вып.4, с.221-224.
9. Коробейников В.В. Там же, вып.6, с.364-366.
10. Lewis F.H., Soran P.D. Nucl.Sci. and Engng, 1978, v.68, N 1, p.116-125.
11. Белл Д., Глестон С. Теория ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1974.
12. Карел Н.С., Lindeman A.J., Leaf G.K. Nucl.Sci. and Engng, 1974, v.54, N 1, p.94-99.
13. Дэвисон Б. Теория переноса нейтронов. М.: Атомиздат, 1960.
14. Шихов С.Б. Вопросы математической теории реакторов. Линейный анализ. М.: Атомиздат, 1973.
15. Владимиров В.С. Уравнения математической физики. М.: Наука, 1981.
16. Глестон С., Эдлунд М. Основы теории ядерных реакторов. М.: Изд-во иностр.лит., 1954.
17. Rowlands J.L. e.a. Nucl.Sci. and Engng, 1984, v.86, N 1, p.119-121.
18. Комаров А.В., Лукьянов А.А. Атомная энергия, 1982, т.53, вып.6, с.392-395.

Статья поступила в редакцию 17 декабря 1984 г.

GROUP CONSTANTS FOR ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu IN RESONANCE ENERGY REGION. The estimation of the mean resonance parameters for ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu and resolved resonance parameters for ^{239}Pu was carried out through the analysis of the experimental data on the average cross-sections and transmissions. The evaluation (bayessian) method was used taking into account the prior information. The calculations of the measured values and their sensitivity coefficients were fulfilled on the basis of the multilevel R-matrix Reich-Moore theory, the Monte-Carlo mock-up of the resonance structure of the neutron cross-sections was realized. The available estimates of the mean resonance parameters were used for ^{233}U . The group constants (group cross-sections, self-shielding factors and their temperature variations) were calculated as a final result. For ^{239}Pu the group constants in the resolved resonance region were calculated as well on the basis of the evaluated resonance parameters in the S-matrix representation.

В настоящее время наблюдается замедление в поступлении новой экспериментальной информации по ядерным данным реакторных материалов. Объясняется это трудностью в постановке существенно новых экспериментов, а также частичным удовлетворением реакторных потребностей в ядерных данных. В связи с этим становится актуальной задача создания расчетных методов и программ по подготовке групповых констант на основе параметрической информации о нейтронных сечениях. В настоящей работе представлены результаты расчета групповых констант трех делящихся нуклидов на основе метода совместного анализа нейтронных сечений и функций пропускания в рамках многоуровневой модели. Методы анализа нейтронных сечений тяжелых нуклидов в области неразрешенных резонансов описаны в работе [1], а в области разрешенных резонансов - в работе [2]. Результатом последнего анализа явилась оценка резонансных параметров ^{239}Pu [3].

Схема анализа в общем случае заключалась в следующем. Оценивались параметры теоретической модели на основе экспериментальной информации о средних нейтронных сечениях и функциях пропускания с последующим расчетом групповых констант в рамках корректной теоретической модели. Одновременно рассчитывались коэффициенты чувствительности всех функционалов (функций пропускания и самоиндикации, групповых констант) к параметрам. Новизна подхода состоит:

- в последовательном проведении статистических оценок (средних значений и ковариационных матриц) средних резонансных параметров и групповых констант;
- в использовании достаточно совершенной теоретической модели, учитывающей эффекты межуровневой интерференции;
- в вовлечении в анализ экспериментальной информации о функциях пропускания и самоиндикации, существенно уточняющей факторы резонансного самоэкранирования.

Таким образом, получены самосогласованные оценки значений и погрешностей резонансных параметров и групповых констант. В литературе, посвященной оценкам ядерных данных делящихся нуклидов в области неразрешенных резонансов, авторы остаются в рамках упрощенной теоретической модели типа Хаузера - Фешбаха, не позволяющей оценивать факторы резонансного самоэкранирования и не учитывающей межуровневую интерференцию. Поэтому в существующих таблицах групповых констант (например, в работе [4]) оценки средних сечений, с одной стороны, и факторов резонансного самоэкранирования с их температурной зависимостью, с другой стороны, не являются самосогласованными.

В настоящей работе представлены оценки групповых констант в области неразрешенных резонансов для ^{233}U , ^{235}U и ^{239}Pu , учитывающие современные рекомендованные данные по средним сечениям и функциям пропускания (последние измерялись для ^{235}U и ^{239}Pu). Для ^{239}Pu оценки групповых констант распространены вплоть до тепловой области энергий нейтронов. Это оказалось возможным благодаря оценке резонансных параметров в рамках усовершенствованного S-матричного формализма. Для других делящихся нуклидов состояние экспериментальных данных в разрешенной области не столь хорошее, чтобы реализовать аналогичную схему с той же степенью надежности.

В качестве априорной информации в области неразрешенных резонансов использовали имеющиеся сведения по средним резонансным параметрам, в частности для ^{233}U - оценки работы [5]. Отметим, что в справочнике [4] информация по данному нуклиду, важному для исследований по ториевому циклу, отсутствует. Для ^{235}U исходим из данных по средним сечениям, которые легли в основу оценок БНДР/В-В [6], для ^{239}Pu - из данных работы [4], как наиболее обоснованных на сегодняшний день.

Средние резонансные параметры. Для ^{233}U использовались данные [5], которые не подвергались подгонке ввиду отсутствия новой экспериментальной информации о средних сечениях. Это не зависящие от энергии параметры: средняя радиационная ширина $\bar{\Gamma}_\gamma$, одинаковая во всех состояниях и равная 0,039 эВ; радиус потенциального рассеяния $R' = 9,93$ фм; среднее расстояние между S-резонансами $\bar{D} = 6,80$ эВ. Предполагался закон пропорциональности для разных состояний J : $D_J \approx 1(2J+1)$. Остальные параметры (силовые функции S_0 , S_1 и делительные ширины) представлены в виде флюктуирующих величин в мелкогрупповом разбиении в интервале 0,1-30 кэВ.

Для ^{235}U проводилась оптимизация средних резонансных параметров с учетом экспериментальных данных по функциям пропускания и самоиндикации реакции деления [7]. Были получены следующие оценки не зависящих от энергии параметров: средней радиационной ширины $\bar{\Gamma}_\gamma = (30 \pm 2)$ мэВ (для всех состояний), p-силовой функции $S_1 = (1,68 \pm 0,45) \cdot 10^{-4}$, среднего расстояния между S-резонансами $\bar{D} = (440 \pm 20)$ мэВ. Учет функций пропускания привел к необходимости введения монотонной энергетической зависимости радиуса потенциального рассеяния R' от энергии нейтронов. Оказалось, также, что наблюдаемые средние сечения могут быть описаны лишь при условии флюктуирующих (от группы к группе) значений S-силовой функции и делительных ширин. Среднее по широкому логарифмическому интервалу значение S-силовой функции оказалось равным $S_0 = (0,97 \pm 0,05) \cdot 10^{-4}$, а радиуса рассеяния $\bar{R}' = (9,3 \pm 0,1)$ фм.

Аналогичная схема оптимизации реализована для ^{239}Pu . Учетные здесь экспериментальные данные описаны в работе [8], там же приводились предварительные оценки параметров и некоторых констант ^{239}Pu (в результате "ручной" подгонки). В настоящей работе представлены окончательные статистические оценки: $\bar{\Gamma}_\gamma = (39,5 \pm 4,0)$ мэВ, $S_1 = (2,17 \pm 0,40) \cdot 10^{-4}$ (не зависящие от энергии нейтронов параметры), $\bar{R}' = (9,2 \pm 0,2)$ фм (монотонно зависящий от энергии нейтронов параметр), $S_0 = (0,98 \pm 0,06) \cdot 10^{-4}$ (флюктуирующий параметр). Делительные ширины варьировались от группы к группе.

Следует отметить, что факт флюктуации силовых функций свидетельствует о сложности процессов, протекающих при взаимодействии нейтронов с делящимися ядрами. Опыт показывает, что для четно-четных (неделящихся) ядер хорошее описание средних сечений может быть достигнуто при постоянных значениях силовых функций.

Групповые константы ^{233}U , ^{235}U и ^{239}Pu в области неразрешенных резонансов. В табл. I приведены среднегрупповые сечения рассматриваемых нуклидов (в группах БНАБ [4]). Они мало отличаются от первичных данных, положенных в основу оценки средних нейтронных сечений. Отличие наших результатов от данных работы [6] для ^{235}U составляет не более 5%, а от данных работы [4] для ^{239}Pu - не более 10%.

Таблица I
Среднегрупповые сечения нуклидов ^{239}Pu , ^{235}U , ^{233}U в области неразрешенных резонансов, б

Номер группы	E, кэВ	^{239}Pu				^{235}U				^{233}U			
		σ_t	σ_f	σ_c	σ_{el}	σ_t	σ_f	σ_c	σ_{el}	σ_t	σ_f	σ_c	σ_{el}
II	10-21,5	14,77	1,82	0,932	12,02	14,70	2,60	1,10	11,0	16,40	3,14	0,562	12,7
I2	4,65-10	16,51	2,14	1,573	12,8	16,39	3,42	1,37	11,6	18,04	4,20	0,739	13,1
I3	2,15-4,65	19,15	2,92	2,53	13,7	18,82	5,12	1,70	12,0	22,37	7,02	1,35	14,0
I4	1-2,15	22,9	4,35	4,07	14,5	22,44	7,13	2,91	12,4	27,36	10,8	2,16	14,4
I5	0,465-1	29,97	8,14	6,23	15,6	28,48	11,4	4,58	12,5	30,64	13,4	2,94	14,3
I6	0,215-0,465	-	-	-	-	36,30	16,2	7,40	12,7	35,04	17,6	3,34	14,1
I7	0,100-0,215	-	-	-	-	46,6	21,6	11,5	13,5	58,49	34,8	8,79	14,9

Методически новая информация представлена в последующих таблицах (факторы резонансного самоэкранирования в зависимости от сечения разбавления и температуры). Отличие этих данных от справочных [4] в том, что они получены как результат единой процедуры оценки первичной информации (средних сечений и функций пропускания) в рамках достаточно корректной теоретической модели.

В табл.2 представлены данные о факторах резонансного самоэкранирования для трех нуклидов при различных сечениях разбавления при комнатной температуре. Сравнение этих данных с результатами работы [4] показывает, что для ^{235}U они систематически ниже, а для ^{239}Pu наблюдается обратная тенденция. Температурные (доплеровские) приращения этих факторов представлены в табл.3. Они существенно ниже, чем соответствующие данные [4]. Особенно велико различие (в 1,5-2 раза) при нулевом сечении разбавления. Отсюда следует важный для реакторостроения вывод, что положительный компонент доплеровского коэффициента реактивности делящихся нуклидов в действительности существенно меньше, чем дает расчет по константам [4].

Таблица 2

Факторы резонансного самоэкранирования в зависимости от сечения разбавления (в барнах) при температуре 300 К

Номер группы	$f_t(\sigma_0)$				$f_f(\sigma_0)$				$f_c(\sigma_0)$				$f_{el}(\sigma_0)$			
	0	10	10 ²	10 ³	0	10	10 ²	10 ³	0	10	10 ²	10 ³	0	10	10 ²	10 ³
^{235}U																
II	0,897	0,935	0,984	0,994	0,931	0,957	0,990	0,999	0,926	0,953	0,989	0,999	0,951	0,970	0,993	0,999
I2	0,888	0,927	0,981	0,993	0,910	0,941	0,985	0,998	0,898	0,932	0,982	0,998	0,954	0,971	0,993	0,999
I3	0,818	0,870	0,960	0,992	0,831	0,880	0,965	0,996	0,803	0,858	0,957	0,995	0,944	0,962	0,989	0,999
I4	0,776	0,826	0,934	0,967	0,784	0,836	0,944	0,992	0,736	0,796	0,926	0,990	0,952	0,964	0,987	0,998
I5	0,712	0,766	0,900	0,963	0,714	0,775	0,914	0,987	0,661	0,726	0,887	0,982	0,956	0,966	0,986	0,998
I6	0,667	0,723	0,871	0,960	0,688	0,749	0,896	0,984	0,591	0,657	0,841	0,972	0,963	0,971	0,987	0,998
I7	0,461	0,516	0,702	0,911	0,544	0,604	0,787	0,953	0,441	0,498	0,696	0,924	0,903	0,915	0,948	0,985
^{235}U																
II	0,889	0,933	0,984	0,999	0,927	0,957	0,990	0,999	0,924	0,955	0,990	0,999	0,948	0,969	0,993	0,999
I2	0,877	0,924	0,981	0,998	0,909	0,943	0,987	0,999	0,905	0,941	0,986	0,999	0,948	0,968	0,993	0,999
I3	0,855	0,905	0,974	0,997	0,874	0,917	0,978	0,998	0,864	0,909	0,975	0,997	0,954	0,971	0,993	0,999
I4	0,809	0,861	0,955	0,991	0,819	0,871	0,961	0,995	0,799	0,855	0,955	0,995	0,956	0,969	0,991	0,999
I5	0,697	0,764	0,909	0,962	0,729	0,795	0,928	0,990	0,703	0,772	0,917	0,988	0,944	0,958	0,985	0,998
I6	0,573	0,645	0,832	0,952	0,622	0,697	0,873	0,980	0,599	0,673	0,858	0,976	0,727	0,941	0,973	0,995
I7	0,478	0,543	0,747	0,931	0,548	0,622	0,822	0,967	0,484	0,557	0,770	0,952	0,922	0,933	0,964	0,992
^{239}Pu																
II	0,843	0,902	0,975	0,998	0,895	0,936	0,985	0,998	0,861	0,914	0,979	0,998	0,922	0,952	0,989	0,999
I2	0,779	0,852	0,956	0,998	0,822	0,855	0,970	0,997	0,776	0,852	0,960	0,995	0,894	0,930	0,981	0,998
I3	0,713	0,788	0,922	0,993	0,734	0,813	0,943	0,993	0,654	0,749	0,918	0,989	0,871	0,907	0,968	0,996
I4	0,634	0,698	0,859	0,986	0,618	0,706	0,889	0,984	0,516	0,617	0,847	0,977	0,849	0,880	0,949	0,992
I5	0,498	0,555	0,732	0,906	0,482	0,569	0,794	0,961	0,354	0,445	0,714	0,943	0,789	0,818	0,898	0,977

Групповые константы ^{239}Pu в области разрешенных резонансов. Метод совместной оценки нейтронных сечений нуклида ^{239}Pu в области разрешенных резонансов на основе усовершенствованной S-матричной теории описан в работе [2]. Особенность этой оценки - тестирование результатов по измерениям усредненных функций пропускания и самоиндикации реакции деления (как в предыдущих результатах, относящихся к области неразрешенных резонансов). Последнее обстоятельство приводит к повышенной надежности расчета факторов резонансного самоэкранирования и их температурной зависимости.

Таблица 3

Доплеровские приращения факторов резонансного самоэкранирования ^{233}U
в зависимости от сечения разбавления

Но- мер груп- пы	$\Delta f_t (\sigma_0)$				$\Delta f_f (\sigma_0)$				$\Delta f_c (\sigma_0)$				$\Delta f_{el} (\sigma_0)$			
	0	10	10 ²	10 ³	0	10	10 ²	10 ³	0	10	10 ²	10 ³	0	10	10 ²	10 ³
^{233}U																
II	0,007	0,004	0,001	0,001	0,010	0,007	0,001	0	0,012	0,008	0,002	0	0,002	0,001	0	0
	0,004	0,002	0,001	0	0,006	0,004	0,001	0	0,006	0,004	0,001	0	0,001	0	0	0
I2	0,014	0,010	0,003	0,001	0,021	0,014	0,004	0,001	0,025	0,017	0,005	0,001	0,003	0,002	0,001	0
	0,008	0,005	0,001	0	0,011	0,007	0,002	0,002	0,013	0,008	0,002	0	0,001	0,001	0	0
I3	0,026	0,021	0,008	0,002	0,035	0,026	0,009	0,001	0,046	0,035	0,012	0,002	0,005	0,004	0,002	0
	0,017	0,013	0,005	0,001	0,022	0,016	0,005	0,001	0,026	0,019	0,006	0,001	0,003	0,002	0,001	0
I4	0,041	0,035	0,017	0,003	0,050	0,039	0,015	0,002	0,055	0,024	0,004	0,001	0,008	0,006	0,003	0,001
	0,033	0,027	0,011	0,002	0,036	0,028	0,010	0,001	0,037	0,014	0,002	0,001	0,006	0,005	0,002	0
I5	0,045	0,041	0,024	0,005	0,056	0,047	0,022	0,004	0,075	0,065	0,033	0,060	0,007	0,006	0,003	0
	0,039	0,034	0,017	0,003	0,045	0,036	0,015	0,002	0,056	0,047	0,021	0,034	0,005	0,004	0,002	0
I6	0,033	0,033	0,025	0,006	0,045	0,040	0,022	0,004	0,068	0,064	0,041	0,009	0,004	0,003	0,002	0,001
	0,033	0,031	0,019	0,004	0,041	0,035	0,017	0,003	0,056	0,050	0,027	0,005	0,003	0,003	0,002	0
I7	0,035	0,038	0,040	0,019	0,051	0,048	0,035	0,011	0,067	0,068	0,012	0,022	0,006	0,006	0,006	0,003
	0,041	0,042	0,036	0,013	0,051	0,047	0,030	0,008	0,064	0,061	0,044	0,013	0,006	0,006	0,005	0,002
^{235}U																
II	0,007	0,004	0,001	0,001	0,009	0,005	0,001	0	0,009	0,006	0,001	0	0,002	0,001	0	0
	0,003	0,002	0,001	0	0,004	0,003	0,001	0	0,005	0,003	0,001	0	0,001	0	0	0
I2	0,012	0,008	0,002	0,002	0,016	0,010	0,003	0	0,017	0,011	0,003	0	0,003	0,002	0	0
	0,007	0,004	0,001	0,001	0,009	0,006	0,001	0	0,010	0,006	0,002	0	0,001	0,001	0	0
I3	0,022	0,016	0,005	0,002	0,030	0,021	0,006	0,001	0,031	0,022	0,007	0,001	0,004	0,003	0,001	0
	0,014	0,010	0,003	0,002	0,018	0,012	0,003	0	0,019	0,013	0,004	0	0,003	0,002	0,001	0
I4	0,039	0,031	0,012	0,003	0,048	0,036	0,012	0,002	0,053	0,045	0,042	0,002	0,006	0,004	0,002	0
	0,026	0,020	0,007	0,002	0,030	0,022	0,007	0,001	0,033	0,020	0,019	0,001	0,004	0,003	0,001	0
I5	0,060	0,052	0,026	0,006	0,070	0,056	0,023	0,034	0,078	0,064	0,027	0,004	0,009	0,008	0,004	0,001
	0,043	0,035	0,015	0,003	0,044	0,034	0,012	0,017	0,047	0,036	0,014	0,002	0,006	0,005	0,002	0
I6	0,072	0,068	0,044	0,011	0,087	0,073	0,036	0,007	0,097	0,084	0,044	0,008	0,010	0,009	0,006	0,002
	0,061	0,053	0,029	0,006	0,063	0,052	0,023	0,004	0,066	0,055	0,025	0,004	0,008	0,007	0,004	0,001
I7	0,062	0,066	0,058	0,019	0,088	0,080	0,048	0,011	0,097	0,091	0,061	0,016	0,010	0,009	0,007	0,003
	0,069	0,065	0,043	0,011	0,076	0,064	0,032	0,006	0,083	0,073	0,042	0,009	0,009	0,008	0,006	0,002
^{239}Pu																
II	0,020	0,014	0,004	0,002	0,020	0,013	0,003	0,001	0,030	0,020	0,006	0	0,010	0,007	0,002	0
	0,011	0,008	0,002	0,001	0,012	0,007	0,002	0	0,015	0,010	0,002	0,001	0,005	0,004	0,001	0
I2	0,033	0,025	0,010	0,004	0,034	0,023	0,007	0	0,054	0,039	0,012	0,002	0,017	0,013	0,005	0
	0,020	0,015	0,005	0,002	0,021	0,014	0,004	0,001	0,029	0,020	0,006	0,001	0,010	0,007	0,002	0,001
I3	0,045	0,041	0,023	0,007	0,055	0,043	0,016	0,002	0,090	0,074	0,030	0,004	0,024	0,021	0,010	0,001
	0,031	0,027	0,012	0,004	0,038	0,029	0,010	0,001	0,051	0,038	0,013	0,002	0,015	0,012	0,005	0,001
I4	0,048	0,050	0,037	0,011	0,069	0,060	0,031	0,005	0,107	0,096	0,050	0,008	0,025	0,022	0,013	0,002
	0,042	0,039	0,023	0,007	0,054	0,044	0,018	0,003	0,074	0,062	0,027	0,005	0,010	0,017	0,009	0,002
I5	0,037	0,044	0,054	0,023	0,067	0,068	0,049	0,012	0,094	0,098	0,077	0,021	0,020	0,021	0,018	0,006
	0,041	0,045	0,042	0,014	0,066	0,060	0,036	0,007	0,084	0,081	0,051	0,011	0,019	0,018	0,014	0,003

Примечание. Числитель - значения величин $\Delta_1 = f(900\text{K}) - f(300\text{K})$, знаменатель - значения величин $\Delta_2 = f(2100\text{K}) - f(900\text{K})$.

В табл. 4 приведены результаты расчета среднегрупповых сечений ^{239}Pu , а в табл. 5 - факторов его резонансного самоэкранирования в зависимости от температуры и сечения разбавления. Эти расчеты проводились с использованием программы ГРУКОН [9], обеспечивающей высокую точность благодаря тщательному выбору квадратурных формул конечно-разностного интегрирования. В результате получены следующие выводы. Групповые сечения в целом согласуются со справочными данными [4], кроме данных по $\langle \sigma_f \rangle$ и $\langle \sigma_c \rangle$ в группах 18, 19. Следует отметить систематическое превышение полученных значений $\langle \sigma_t \rangle$ над данными работы [4]. В то же время наблюдается хорошее согласие полученных средних сечений с первичными достаточно надежными экспериментальными данными, вовлеченными в процедуру оптимизации, по $\sigma_t(E)$ [10] и по $\sigma_f(E)$ [11]. Следует также констатировать близость полученных данных по $\langle \sigma_p \rangle$ с известными результатами измерений [12], которые не учитывались в процессе оценки. Наконец, факторы резонансного самоэкранирования $f_t(\sigma_0)$ и $f_f(\sigma_0)$ при комнатной температуре оказались весьма близкими к значениям, полученным из непосредственной обработки результатов измерений функций пропускания и самоиндикации реакции деления [13]. В то же время характер расхождений этих результатов со справочными [4] остается таким же, как и в области неразрешенных резонансов (систематическое превышение полученных оценок $f_f(\sigma_0)$ и $f_c(\sigma_0)$ над данными работы [4]).

Таблица 4

Средние сечения ^{239}Pu в области разрешенных резонансов, б

Номер группы	E_n , эВ	σ_t	σ_f	σ_c	σ_{el}	Номер группы	E_n , эВ	σ_t	σ_f	σ_c	σ_{el}
16	215-465	41,9	13,1	13,3	15,5	22	2,15-4,65	24,4	11,5	4,8	8,1
17	100-215	52,5	19,6	17,5	15,4	23	1,00-2,15	35,5	23,4	3,6	8,6
18	46,5-100	115,6	57,0	40,4	18,2	24	0,465-1,00	149,6	99,5	40,3	9,8
19	21,5-46,5	69,0	22,8	34,4	11,8	25	0,215-0,465	2762,3	1699,0	1052,5	10,8
20	10,0-21,5	189,7	104,6	73,5	11,5	Тепло-0,0253	1019,6	744,0	269,1		6,5
21	4,65-10,0	68,6	33,8	27,0	7,8	вая					

При сравнении полученных результатов по температурным изменениям факторов резонансного самоэкранирования с табличными [4] наблюдаются расхождения, аналогичные для области неразрешенных резонансов. Для реакции деления рассчитанные температурные приращения для интервалов 900 - 300 К и 2100 - 900 К систематически и существенно меньше, чем данные работы [4]. Для реакции захвата аналогичные различия наблюдаются в энергетических группах 18, 21, в остальных группах различия не столь велики. Все это свидетельствует о существенной переоценке доплеровского эффекта на ^{239}Pu в расчетах по табличным данным [4].

* * *

Таким образом, приведенные результаты демонстрируют возможности разработанных в Физико-энергетическом институте новых программ анализа нейтронных данных и подготовки групповых констант на основе оцененных резонансных параметров в рамках многоуровневых формализмов. Эти программы имеют практическое значение, особенно для самосогласованного расчета групповых констант делящихся нуклидов (в произвольном групповом представлении) в области разрешенных и неразрешенных резонансов. Полученные оценки групповых констант восполняют пробел данных в справочнике [4] для ^{233}U , а для ^{235}U и ^{239}Pu указывают направление корректировки, прежде всего данных по факторам резонансного самоэкранирования и их температурным зависимостям.

Таблица 5

Факторы резонансной самоэкранировки ^{239}Pu , б

Номер группы	E_n , эВ	T , К	$f_t(\sigma_0)$					$f_f(\delta_0)$					$f_c(\delta_0)$					$f_{el}(\delta_0)$				
			0	10	10 ²	10 ³	10 ⁴	0	10	10 ²	10 ³	10 ⁴	0	10	10 ²	10 ³	10 ⁴	0	10	10 ²	10 ³	10 ⁴
16	215-465	300	0,486	0,522	0,669	0,902	0,987	0,570	0,623	0,788	0,951	0,994	0,351	0,412	0,640	0,911	0,989	0,810	0,827	0,888	0,970	0,996
		900	0,525	0,569	0,735	0,937	0,992	0,628	0,682	0,839	0,968	0,996	0,446	0,513	0,736	0,946	0,994	0,835	0,852	0,914	0,981	0,998
		2100	0,573	0,623	0,793	0,958	0,996	0,686	0,737	0,877	0,978	0,998	0,542	0,608	0,809	0,965	0,996	0,860	0,877	0,935	0,988	0,999
17	100-215	300	0,381	0,419	0,555	0,820	0,962	0,458	0,511	0,689	0,908	0,987	0,293	0,346	0,548	0,850	0,979	0,744	0,759	0,820	0,931	0,989
		900	0,399	0,443	0,604	0,866	0,980	0,493	0,551	0,737	0,934	0,992	0,350	0,411	0,629	0,897	0,987	0,758	0,776	0,844	0,950	0,993
		2100	0,426	0,476	0,656	0,901	0,984	0,539	0,599	0,783	0,932	0,994	0,415	0,481	0,698	0,928	0,991	0,775	0,795	0,868	0,964	0,996
18	46,5-100	300	0,213	0,241	0,365	0,654	0,927	0,328	0,375	0,552	0,824	0,970	0,199	0,230	0,369	0,701	0,946	0,579	0,597	0,666	0,831	0,968
		900	0,218	0,249	0,387	0,709	0,949	0,346	0,395	0,581	0,855	0,978	0,223	0,261	0,425	0,770	0,964	0,593	0,613	0,693	0,868	0,979
		2100	0,231	0,266	0,423	0,762	0,963	0,376	0,429	0,619	0,883	0,984	0,262	0,306	0,492	0,825	0,975	0,616	0,637	0,725	0,899	0,985
19	21,5-46,5	300	0,169	0,187	0,264	0,544	0,903	0,146	0,185	0,340	0,702	0,950	0,087	0,120	0,267	0,651	0,959	0,725	0,740	0,786	0,895	0,981
		900	0,170	0,190	0,280	0,612	0,931	0,155	0,198	0,376	0,755	0,963	0,098	0,138	0,313	0,722	0,958	0,728	0,745	0,800	0,918	0,987
		2100	0,173	0,196	0,307	0,683	0,951	0,169	0,220	0,425	0,806	0,973	0,115	0,164	0,372	0,785	0,970	0,734	0,753	0,817	0,937	0,991
20	10,0-21,5	300	0,096	0,114	0,202	0,507	0,888	0,147	0,186	0,346	0,690	0,943	0,105	0,136	0,278	0,643	0,934	0,803	0,806	0,831	0,912	0,983
		900	0,095	0,114	0,206	0,553	0,913	0,151	0,192	0,365	0,729	0,955	0,110	0,145	0,305	0,697	0,950	0,804	0,808	0,837	0,926	0,988
		2100	0,095	0,114	0,217	0,607	0,933	0,158	0,203	0,393	0,768	0,965	0,121	0,161	0,346	0,750	0,963	0,806	0,811	0,847	0,940	0,991
21	4,65-10,0	300	0,270	0,279	0,323	0,533	0,887	0,247	0,266	0,363	0,663	0,935	0,194	0,214	0,318	0,639	0,930	0,947	0,947	0,953	0,974	0,995
		900	0,270	0,279	0,325	0,567	0,909	0,249	0,269	0,377	0,701	0,949	0,197	0,218	0,333	0,679	0,945	0,947	0,948	0,954	0,977	0,996
		2100	0,271	0,279	0,330	0,611	0,928	0,254	0,276	0,399	0,743	0,960	0,201	0,225	0,356	0,725	0,957	0,947	0,948	0,955	0,980	0,997
22	2,15-4,65	300	0,987	0,991	0,998	1,00	1,00	0,985	0,990	0,997	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	0,999	0,999	1,00	1,00	1,00
		900	0,987	0,991	0,998	1,00	0,999	0,985	0,990	0,997	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	0,999	0,999	1,00	1,00	1,00
		2100	0,987	0,991	0,998	1,00	1,00	0,985	0,990	0,997	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	0,999	0,999	1,00	1,00	1,00
23	1,00-2,15	300	0,932	0,945	0,980	0,997	0,999	0,953	0,962	0,987	0,998	1,00	0,952	0,961	0,986	0,998	1,00	0,996	0,997	0,999	1,00	1,00
		900	0,931	0,945	0,980	0,997	0,999	0,953	0,962	0,987	0,998	1,00	0,952	0,961	0,986	0,998	1,00	0,996	0,997	0,999	1,00	1,00
		2100	0,931	0,944	0,980	0,997	0,999	0,952	0,962	0,987	0,998	1,00	0,952	0,961	0,986	0,998	1,00	0,996	0,997	0,999	1,00	1,00
24	0,465-1,00	300	0,556	0,575	0,684	0,905	0,988	0,720	0,736	0,820	0,953	0,994	0,611	0,633	0,748	0,933	0,992	0,966	0,968	0,979	0,995	0,999
		900	0,553	0,571	0,680	0,903	0,987	0,718	0,734	0,818	0,952	0,994	0,608	0,630	0,745	0,932	0,992	0,966	0,968	0,979	0,995	0,999
		2100	0,546	0,564	0,673	0,899	0,987	0,712	0,728	0,813	0,950	0,994	0,601	0,623	0,739	0,929	0,991	0,965	0,967	0,978	0,994	0,999
25	0,215-0,465	300	0,333	0,336	0,360	0,522	0,854	0,588	0,591	0,613	0,735	0,926	0,575	0,577	0,600	0,727	0,923	1,05	1,05	1,05	1,02	1,00
		900	0,342	0,345	0,369	0,534	0,863	0,601	0,603	0,625	0,747	0,931	0,588	0,591	0,613	0,738	0,928	1,05	1,05	1,05	1,03	1,00
		2100	0,361	0,364	0,390	0,559	0,878	0,626	0,628	0,650	0,767	0,939	0,614	0,617	0,639	0,760	0,937	1,06	1,06	1,05	1,03	1,01

Список литературы

1. Ваньков А.А., Тощков С.А., Украинцев В.Ф. и др. Метод анализа функций пропускания и нейтронных сечений в области неразрешенных резонансов тяжелых нуклидов: Препринт ОИАИ № 3-84-848. Дубна, 1984.
2. Колесов В.В., Лукьянов А.А. Сечение поглощения нейтронов ^{239}Pu в области разрешенных резонансов. - Атомная энергия, 1985, т. 58, вып.3, с.197-198.
3. Колесов В.В., Лукьянов А.А. Параметры многоуровневого анализа сечений ^{239}Pu в резонансной области: Препринт ФЭИ-1404. Обнинск, 1983.
4. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Николаев М.Н., Цибуля А.М. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. М.: Энергоиздат, 1981.
5. Kikuchi Y. Evaluation of neutron nuclear data for ^{233}U in thermal and resonance region: Rep. JAERI-9318, 1981.
6. Bhat M.R. Evaluation of U-235 neutron cross-section data for ENDF/B-V: Rep. BNL-NCS-51184, Brookhaven, 1980.
7. Ваньков А.А., Гостева Л.С., Украинцев В.Ф. и др. Измерение функций пропускания, оценка средних резонансных параметров и групповых констант ^{235}U в области неразрешенных резонансов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1985, вып.1, с. 35-41.
8. Ваньков А.А., Тощков С., Украинцев В.Ф. и др. Групповые сечения и факторы резонансного самоэкранирования ^{239}Pu в области неразрешенных резонансов. - Там же, 1983, вып.4(53), с.18-25.
9. Синица В.В. Пакет ГРУКОН: Препринт ФЭИ-1188. Обнинск, 1981.
10. Derrien H., Blons J., Egermann C. e.a. Sections efficaces totales et de fission du ^{239}Pu - etude statistique des parameters de resonances. - In: Nucl.data for reactors: Proc. of IAEA conf. (Paris, 1966). V.11. Vienna: IAEA, 1967, p.195.
11. Blons J. High resolution measurements of neutron-induced fission cross-sections for ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu and ^{241}Pu below 30 keV. - Nucl.Sci. and Engng, 1973, v.51, N 2, p.130.
12. Gwin R., Ingle E.G., Weaver H. Measurements of the neutron capture and fission cross-sections of ^{239}Pu and ^{235}U , 0,02 eV to 200 keV, the neutron capture cross-sections to ^{197}Au , 10 to 50 keV and neutron fission cross-section of ^{235}U , 5 to 200 keV. - Ibid., 1976, v.59, N 2, p.79.
13. Бакалов Т., Ваньков А.А., Григорьев Ю.В. и др. Измерение пропусканий и самоиндикации на ^{235}U и ^{239}Pu в области энергий нейтронов 2 эВ - 20 кэВ: Препринт ОИАИ РЗ-12796. Дубна, 1979.

Статья поступила в редакцию 18 декабря 1986 г.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ ИНДЕКС РАБОТ, ПОМЕЩЕННЫХ В НАСТОЯЩЕМ ВЫПУСКЕ,
В МЕЖДУНАРОДНОЙ СИСТЕМЕ СИДА

S	A	Element	Quantity	Laboratory	Work-type	Energy (eV)		Page	Comments
						min	max		
1	MG	O24	NP	FBI	EVAL	FISS		34	BADIKOV + CALC, AVG SIG GVN, TBL, CFD
2	AL	O27	NP	FBI	EVAL	FISS		34	BADIKOV + CALC, AVG SIG GVN, TBL, CFD
3	AL	O27	NA	FBI	EVAL	FISS		34	BADIKOV + CALC, AVG SIG GVN, TBL, CFD
4	AL	O27	NA	FRT	EXPT	FISS		27	GRIGOR'EV + REAC, ACTIV, SIG = 0.69 MB
5	P	O31	NP	FBI	EVAL	FISS		34	BADIKOV + CALC, AVG SIG GVN, TBL, CFD
6	S	O32	NP	FBI	EVAL	FISS		34	BADIKOV + CALC, AVG SIG GVN, TBL, CFD

Element		Quantity	Laboratory	Work-type	Energy (eV)		Page	Comments
S	A				min	max		
7	TI	046	NP	FEI	EVAL	FISS	34	BADIKOV + CALC, AVG SIG GVN, TBL, CFD
8	TI	047	NP	FEI	EVAL	FISS	34	BADIKOV + CALC, AVG SIG GVN, TBL, CFD
9	TI	048	NP	FEI	EVAL	FISS	34	BADIKOV + CALC, AVG SIG GVN, TBL, CFD
10	V	051	NA	FRT	EXPT	FISS	27	GRIGOR'EV + REAC, ACT, SIG GVN, TBL, CFD
11	CR		TOT	FEI	EVAL	1.0+6 2.0+6	30	FILIPPOV. CALC, CORR SIG(E) GVN, TBL
12	FE	054	NP	FEI	EVAL	FISS	34	BADIKOV + CALC, AVG SIG GVN, TBL, CFD
13	FE	056	NP	FEI	EVAL	FISS	34	BADIKOV + CALC, AVG SIG GVN, TBL, CFD
14	CO	059	NA	FEI	EVAL	FISS	34	BADIKOV + CALC, AVG SIG GVN, TBL, CFD
15	NI	058	NP	FEI	EVAL	FISS	34	BADIKOV + CALC, AVG SIG GVN, TBL, CFD
16	NI	058	NP	FRT	EXPT	FISS	27	GRIGOR'EV + REAC, ACTIV, SIG = 104 MB
17	NI	060	NP	FEI	EVAL	FISS	34	BADIKOV + CALC, AVG SIG GVN, TBL, CFD
18	CU	063	NA	FEI	EVAL	FISS	34	BADIKOV + CALC, AVG SIG GVN, TBL, CFD
19	ZN	064	NP	FEI	EVAL	FISS	34	BADIKOV + CALC, AVG SIG GVN, TBL, CFD
20	ZR	090	NP	FEI	EVAL	FISS	34	BADIKOV + CALC, AVG SIG GVN, TBL, CFD
21	ZR	090	N2N	FRT	EXPT	FISS	27	GRIGOR'EV + REAC, ACT, SIG GVN, TBL, CFD
22	NB	093	N2N	FRT	EXPT	FISS	27	GRIGOR'EV + REAC, ACT, SIG GVN, TBL, CFD
23	U	233	TOT	FEI	EVAL	1.0+2 2.2+4	77	VAN'KOV + CALC, AVG GROUP SIG(E), TBL
24	U	233	SEL	FEI	EVAL	1.0+2 2.2+4	77	VAN'KOV + CALC, AVG GROUP SIG(E), TBL
25	U	233	NF	FEI	EVAL	1.0+2 2.2+4	77	VAN'KOV + CALC, AVG GROUP SIG(E), TBL
26	U	235	TOT	IJE	EVAL	1.0+5 2.0+7	3	KLEPATSKIJ + SIG(E), THEO, EXPT, GRPH, CFD
27	U	235	TOT	FEI	EVAL	1.0+2 2.2+4	77	VAN'KOV + CALC, AVG GROUP SIG(E), TBL
28	U	235	SEL	IJE	EVAL	1.0+5 2.0+7	3	KLEPATSKIJ + SIG(E), THEO, EXPT, GRPH, CFD
29	U	235	SEL	FEI	EVAL	1.0+2 2.2+4	77	VAN'KOV + CALC, AVG GROUP SIG(E), TBL
30	U	235	DEL	IJE	EVAL	1.4+7	3	KLEPATSKIJ + ANGDIST, EXCIT FN, GRPH, CFD
31	U	235	POT	FEI	EVAL	1.0+2 2.2+4	77	VAN'KOV + ANAL, CALC, R = 9.3+-0.1F
32	U	235	SIN	IJE	EVAL	4.6+4 2.0+7	3	KLEPATSKIJ + SIG(E), THEO, EVAL, GRPH, CFD
33	U	235	SIN	IJE	EVAL	5.0+5 2.0+7	10	KONSHIN + CALC, N - SPEC GRPH, AVG EN TBL
34	U	235	N2N	IJE	EVAL	5.0+6 2.0+7	3	KLEPATSKIJ + SIG(E), EXPT, THEO, GRPH, CFD
35	U	235	DIN	IJE	EVAL	4.6+4 1.9+7	3	KLEPATSKIJ + ANGDIST, EXCIT FN, GRPH, CFD
36	U	235	N2N	IJE	EVAL	6.0+6 2.0+7	10	KONSHIN + CALC, N - SPEC GRPH, AVG EN TBL
37	U	235	NXN	IJE	EVAL	1.2+7 2.0+7	3	KLEPATSKIJ + N3N, SIG(E), EXPT, TH, GRPH
38	U	235	NXN	IJE	EVAL	1.4+6 2.0+7	10	KONSHIN + N3N, CALC, AVG EN, N - SPEC, GRPH
39	U	235	NF	IJE	EVAL	8.0+6 2.0+7	10	KONSHIN + (N,XNF)(N,N'F), N - SPEC, GRPH
40	U	235	NF	FEI	EVAL	1.0+2 2.2+4	77	VAN'KOV + CALC, AVG GROUP SIG(E), TBL
41	U	235	NF	IJE	EVAL	2.0+6 2.0+7	3	KLEPATSKIJ + SIG(E), EXPT, THEO, GRPH, CFD
42	U	235	RES	FEI	EVAL	1.0+2 2.2+4	77	VAN'KOV + ANAL, CALC, AVG WG D GVN
43	U	235	STF	FEI	EVAL	1.0+2 2.2+4	77	VAN'KOV + ANAL, CALC, AVG SO S1 GVN
44	PU	239	TOT	FEI	EVAL	2.2-1 2.2+4	77	VAN'KOV + CALC, AVG GROUP SIG(E), TBL
45	PU	239	SEL	FEI	EVAL	2.2-1 2.2+4	77	VAN'KOV + CALC, AVG GROUP SIG(E), TBL
46	PU	239	POT	FEI	EVAL	2.2-1 2.2+4	77	VAN'KOV + ANAL, CALC, R = 9.2+-0.2F
47	PU	239	NF	FEI	EVAL	2.2-1 2.2+4	77	VAN'KOV + CALC, AVG GROUP SIG(E), TBL
48	PU	239	RES	FEI	EVAL	2.2-1 2.2+4	77	VAN'KOV + ANAL, CALC, AVG WG GVN
49	PU	239	STF	FEI	EVAL	2.2-1 2.2+4	77	VAN'KOV + ANAL, CALC, AVG SO S1 GVN
50	U	234	GF	FEI	EXPT	6.4+6 9.0+6	47	BOCHAROVA + GLAS.DET, FRAG ANGDIST, TBL
51	U	238	GF	FEI	EXPT	6.4+6 9.0+6	47	BOCHAROVA + GLAS.DET, FRAG ANGDIST, TBL

УДК 539.172.4

АНАЛИЗ НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ ^{235}U В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ/А.Б.Клепацкий, В.А.Коньшин, В.М.Маслов, Е.Ш.Суховицкий. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1987, вып.3, с.3-9.

Приводятся результаты оценки нейтронных сечений ^{235}U в области энергий быстрых нейтронов, по которым имеется мало экспериментальных данных или они противоречивы. Особое внимание уделяется угловым распределениям упруго- и неупругорассеянных нейтронов, функциям возбуждения при неупругом рассеянии нейтронов на уровнях, сечениям деления и реакций $(n, 2n)$, $(n, 3n)$. Проводится сравнение результатов настоящего анализа с оцененными данными ENDF/B-V (рис.9, список лит. - 20 назв.).

УДК 621.170.013

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ВТОРИЧНЫХ НЕЙТРОНОВ ^{235}U /В.А.Коньшин, Ю.В.Породзинский, Е.Ш.Суховицкий. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1987, вып.3, с.10-14.

Проведен расчет спектров парциальных вторичных нейтронов, испускаемых в реакциях (n, n') , $(n, 2n)$, $(n, 3n)$, $(n, n'f)$, $(n, 2nf)$ для ^{235}U . Для расчета использована модель, отестированная по суммарному спектру вторичных нейтронов с результатами расчетов по программе STARRB. Показано, что форма спектра преддифференциальных нейтронов отличается от максвелловского распределения (рис.4, табл.1, список лит. - 7 назв.).

УДК 539.172.4.162.2

СИСТЕМАТИКА РАДИАЦИОННЫХ ШИРИН И ПАРАМЕТРОВ ПЛОТНОСТИ УРОВНЕЙ В ДИАПАЗОНЕ МАССОВЫХ ЧИСЕЛ $40 < A < 250$ /В.М.Бычков, О.Т.Грудзевич, В.И.Пляскин. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1987, вып.3, с.14-27.

На основе современных экспериментальных данных о нейтронных резонансных параметрах получены систематики параметров плотности уровней и средних радиационных ширин. Плотность ядерных уровней вычислялась в модели ферми-газа с "обратным смещением". Показано, что экспериментальные данные о средних радиационных ширинах могут быть удовлетворительно описаны в интервале относительной атомной массы $40 < A < 250$ (рис.2, табл.1, список лит. - 10 назв.).

УДК 539.172.4

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИЙ $^{51}\text{V}(n, \alpha)^{48}\text{Sc}$, $^{93}\text{Nb}(n, 2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$, $^{90}\text{Zr}(n, 2n)^{89}\text{Zr}$ / Е.И.Григорьев, Ю.А.Мелехин, В.П.Ярына. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1987, вып.3, с.27-29.

Измерены средние сечения на спектре деления ^{235}U для реакций $^{51}\text{V}(n, \alpha)^{48}\text{Sc}$, $^{93}\text{Nb}(n, 2n)^{92\text{m}}\text{Nb}$, $^{90}\text{Zr}(n, 2n)^{89}\text{Zr}$. Получены значения $0,0215 \pm 0,0008$ мб; $0,416 \pm 0,015$ мб; $0,096 \pm 0,008$ мб соответственно. Оценка средних сечений для реакций на ванадии и ниобии составила $0,0209 \pm 0,0008$ мб и $0,428 \pm 0,006$ мб. Полученные в расчете эффективные пороги и сечения составили: для реакции на ванадии 9 МэВ и 8 мб, на ниобии 10,5 МэВ и 470 мб, на цирконии 13 МэВ и 720 мб (табл.4, список лит. - 13 назв.).

УДК 539.172.4

КОРРЕКТИРОВКА ДЕТАЛЬНОЙ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЗАВИСИМОСТИ ПОЛНОГО НЕЙТРОННОГО СЕЧЕНИЯ ПО ПРОПУСКНИЮ ТОЛСТЫХ ОБРАЗЦОВ/В.В.Филиппов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1987, вып.3, с.30-34.

Основным недостатком измеренных энергетических зависимостей полного нейтронного сечения, например ядер средней атомной массы в мегаэлектронвольтовом диапазоне, является их сглаженность, являющаяся следствием соизмеримости ширины реальных осцилляций с энергетическим разбросом эксперимента. По этой причине практическое применение этих зависимостей приводит к значению эффектов резонансной самоэкранировки полного нейтронного сечения, вследствие чего зависимости в неразрешенной области энергий трудно использовать. Предлагается ввести эффективную поправку на разрешение эксперимента, взяв форму (периоды) выявленной зависимости полного сечения, но увеличив измеренные амплитуды его осцилляций до совпадения рассчитываемого среднего пропускания с результатами прямых измерений (рис.2, табл.1, список лит. - 9 назв.).

УДК 539.171:539.172.4

АПРОКСИМАЦИЯ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ С ВЫЛЕТОМ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ВБЛИЗИ ПОРОГА/С.А.Бадиков, А.Б.Пашенко. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1987, вып.3, с.34-39.

Предлагается метод аппроксимации сечений реакций с вылетом заряженных частиц вблизи порога, реализованный для 16 реакций библиотеки БОСПОР, представляющих интерес для задач нейтронной метрологии и реакторной дозиметрии. Вычислены сечения, усредненные по спектру нейтронов деления ^{235}U тепловыми нейтронами. Средние сечения сравниваются с оцененными интегральными данными (рис.1, табл.1, список лит. - 19 назв.).

УДК 539.125.5

О ФОРМЕ СПЕКТРОВ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО ИЗМЕРЕНИЮ ЯДЕРНЫХ КОНСТАНТ НА ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИХ УСКОРИТЕЛЯХ/С.В.Тихонов, В.С.Шорин. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1987, вып.3, с.39-47.

Предложен формализм для расчета спектров нейтронов, получаемых на электростатических ускорителях в реакциях с заряженными частицами, и их основных характеристик (средней энергии $\langle E \rangle$ и дисперсии D) с учетом реальной геометрии облучения образцов. Проведены расчеты величин $\langle E \rangle$ и D на ЭВМ СМ-3 для эксперимента, в котором в качестве источника нейтронов используется реакция $T(p,n)$. Расчеты учитывали энергетический разброс в падающем пучке протонов, многократное рассеяние протонов и флуктуации энергетических потерь в мишени, а также угловое распределение вылетающих нейтронов. Рассмотрено влияние формы нейтронного спектра на величины измеряемых сечений взаимодействий (рис.5, табл.1, список лит. - 16 назв.).

УДК 539.173

УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОСКОЛКОВ ФОТОДЕЛЕНИЯ ^{234}U И ^{238}U /И.Е.Бочарова, В.Е.Рудников, Г.Н.Смиренькин, А.С.Солдатов, Ш.Юхас. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1987, вып.3, с.47-51.

На микротроне ФЭИ выполнены измерения угловых распределений осколков фотоделения ^{234}U и ^{238}U в области энергий 6,4-9 МэВ с помощью твердотельных детекторов двух типов: цилиндрических стеклянных пластинок, обсчитывавшихся визуальным способом, и поликарбонатных пленок Makrofol-KG, для обсчета которых использовался прибор JSC (Jumping Spark Counter). Полученные результаты сравниваются с данными других работ. Анализируются некоторые расхождения (рис.2, табл.2, список лит. - 10 назв.).

УДК 539.14

ИЗМЕНЕНИЕ СКОРОСТИ КОНВЕРСИОННОГО ПЕРЕХОДА $M2+E3$ ($\hbar\omega = 2,38 \pm 0,36$ кэВ) изомера ^{90m}Nb ПРИ ВАРИАЦИЯХ КОНФИГУРАЦИИ ВАЛЕНТНОЙ ЗОНЫ ОБОЛОЧКИ АТОМА/ Д.П.Гречухин, А.А.Солдатов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1987, вып.3, с.52-67.

Для атома ниобия изучен процесс конверсии перехода $M2+E3$ изомера ^{90m}Nb в рамках варианта метода ХФС (с поправкой Латтера). Чтобы получить оценку влияния химического окружения на скорость λ распада изомера, структура валентной зоны оболочки атома варьировалась в классе конфигураций $(4d)^x(5s)^y(5p)^{5-x-y}$. Величины $\delta\lambda/\lambda \approx 5\%$ объясняются пороговым эффектом в конверсии на $2p^{3/2}$ -оболочке. Специфическое для каждой конфигурации поведение вероятности конверсии с энергией перехода в диапазоне 20 эВ выше порога не позволяет объяснить эффект $\delta\lambda/\lambda$ только проявлением химического сдвига термина $\epsilon(2p_j)$ ($j = 1/2; 3/2$). Установлено наличие жесткой стабильности (с точностью 0,1%) вероятности конверсии для электронных орбит от $3s^{1/2}$ до $4s^{1/2}$, что дает основание для прецизионного измерения параметра смешивания мультиполей $M2$ и $E3$ по спектру электронов конверсии на этой группе орбит (рис.3, табл.10, список лит. - 18 назв.).

УДК 621.039.513:621.039.51.12

МАСШТАБНАЯ ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ СГЛАЖИВАНИЯ РЕЗОНАНСНЫХ СЕЧЕНИЙ НА КРИТИЧЕСКИЕ РАДИУСЫ ГОЛЫХ СФЕРИЧЕСКИХ РАЗМНОЖАЮЩИХ СИСТЕМ/М.В.Калашников. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1987, вып.3, с.68-76.

Предложен простой аналитический метод оценки влияния сглаживания резонансных сечений на расчетные значения критических радиусов. Резонансная энергетическая зависимость сечений промоделирована последовательностью эквидистантных δ -образных резонансов, что позволило свести спектральную задачу расчета критического радиуса к односкоростной. Приведены результаты оценки погрешностей критических радиусов для 432 вариантов смесей делящихся материалов с резонансными разбавителями. Выявлены основные зависимости масштабов и знака погрешностей от параметров смесей. Показано, что значения погрешностей, достигающие десятков процентов, вполне реальны. Разработанный метод доопределяет инженерные методы оценки критических размеров, используемые при выдаче заключений по ядерной безопасности (табл.2, список лит. - 18 назв.).

УДК 621.170.13

ГРУППОВЫЕ КОНСТАНТЫ ^{233}U , ^{235}U И ^{239}Pu В РЕЗОНАНСНОЙ ОБЛАСТИ/А.А.Ваньков, В.В.Колесов, В.Ф.Украинцев. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1987, вып.3, с.77-83.

Произведена оценка средних резонансных параметров ^{233}U , ^{235}U и ^{239}Pu , а также резонансных параметров ^{239}Pu в разрешенной области энергий нейтронов путем анализа экспериментальных данных по средним сечениям и функциям пропускания. Использовался метод оценки с учетом априорной информации (байесовский подход). Расчеты измеряемых величин и их коэффициентов чувствительности проводились на основе многоуровневой R-матричной модели (Райха-Мура) сечений в варианте моделирования резонансной структуры методом Монте-Карло. Для ^{233}U использовалась имеющаяся оценка средних резонансных параметров. Получены групповые константы (сечения, факторы резонансного самоэкранирования и их температурные зависимости). Для ^{239}Pu в области разрешенных резонансов приводятся также групповые константы на основе оцененных резонансных параметров в рамках S-матричного формализма (табл.5, список лит. - 13 назв.).

Редактор Г.В.Зубова
Технический редактор С.И.Халилмуллина
Корректор Г.С.Платонова

Подписано в печать 31.08.87. Т-17639. Формат 60x84 1/8.
Печать офсетная. Печ.л.11,5. Уч.-изд.л.9,6. Тираж 355 экз.
Индекс 3645. II статей. Заказ № 1048

Отпечатано в ЦНИИатоминформе
127434, Москва, аб/яц 971

1 р. 50 к.

Индекс 3645

Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы, 1987, вып.3, 1-84.

