

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:

Ядерные константы

ВЫПУСК

3 (42)

1981

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

Серия: Ядерные константы

Выпуск 3 (42) Научно-технический сборник Москва 1981

СОДЕРЖАНИЕ

Комаров А.В., Лукьянов А.А. Метод анализа средних по энергии пропускания резонансных нейтронов	3
Виноградов В.Н., Гай Е.В., Работнов Н.С. Случаи аналитического учета аппаратурного разрешения при Паде-аппроксимации резонансных кривых	9
Довбенко А.Г., Игнатюк А.В., Лунев В.П., Ловчикова Г.Н. Вклад прямых процессов в жесткую часть спектров реакции $^{113}\text{In}(n, n')$	12
Свирин М.И. Параметризация экспериментальных спектров нейтронов из $(p, n), (n, n')$ -реакций на ядрах $^{115}\text{In}, ^{181}\text{Ta}$	19
Бычков В.М., Пляскин В.И., Тошинская Э.Ф. Оценка сечений реакций $(n, 2n), (n, 3n)$ для тяжелых ядер с учетом неравновесных процессов	26
Старостов Б.И., Кудряшов Л.Н. Средние сечения взаимодействия нуклидов с мгновенными нейтронами деления $^{235}\text{U}+n_T, ^{239}\text{Pu}+n_T, ^{252}\text{Cf}$	39
Большов В.И., Володин К.Е., Нестеров В.Г., Турчин Ю.М. Спектры нейтронов вынужденного деления $^{235}\text{U}, ^{235}\text{U}, ^{239}\text{Pu}$ тепловыми нейтронами и спонтанного деления ^{252}Cf	43
Гудков А.Н., Казанцев В.В., Коваленко В.В., Колдобский А.Б., Колобашкин В.М., Слюсаренко А.И. Определение абсолютных квантовых выходов γ -излучения короткоживущих продуктов деления γ -спектрометрическим методом в циклическом режиме	47
Гудков А.Н., Казанцев В.В., Коваленко В.В., Колдобский А.Б., Колобашкин В.М., Слюсаренко А.И. Измерение выходов короткоживущих продуктов деления ^{235}U тепловыми нейтронами γ -спектрометрическим методом в циклическом режиме	49
Лисицкий Ю.В., Новиков А.Г., Семенов В.А., Тихонова С.И. Получение обобщенного спектра частот колебаний атомов замедлителя из экспериментальных дважды дифференциальных сечений рассеяния медленных нейтронов	53
Бычков В.М., Золотарев К.И., Пашенко А.Б., Пляскин В.И. Организация машинной библиотеки оцененных сечений пороговых реакций БОСПОР-80 и ее тестировка по интегральным экспериментам	60

5-я ВСЕСОЮЗНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ ПО НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКЕ

Blons J., Mazur C., Paya D., Ribrag M. and Weigmann H. Asymmetrically Deformed Third Minimum in the ^{231}Th and ^{233}Th Fission Barriers	68
Sierjacks S., Schmalz G. and Hinterberger F., Rossen P. Experimental Study of Isospin Mixing in $^{12}\text{C}+n \rightarrow ^{13}\text{C}(\tau=3/2)$ and $^{16}\text{O}+n \rightarrow ^{17}\text{O}(\tau=3/2)$ Resonances	69
К. Михай Анализ чувствительности к изменению групповых констант при расчетах биологической защиты методом выведения - диффузии	85
Кухмиджиева Н., Янева Н. Моделирование энергетической структуры сечений делящихся ядер в области неразрешенных резонансов	88
Качмарчик М., Шштула М. Описание нейтронных резонансов в рамках экситонной модели	90
Михайлов М.Н., Трошев Т.М., Трифонов А.И., Христов В.И., Янев Т.Б., Фаломкин И.В., Щербачков Ю.А. Стриммерный спектрометр для исследования редких реакций с нейтронами	93
Библиографический индекс работ научно-технического сборника "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы", 1981 г., вып.3(42) в Международной системе СИИДА	95

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Главный редактор О.Д.КАЗАЧКОВСКИЙ

НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

Зам. главного редактора Л.Н.УСАЧЕВ

П.П.Благоволин, В.П.Вертебный, В.Я.Головня, Ю.С.Замятнин, Ю.А.Казанский,
С.С.Коваленко, В.Е.Колесов, В.А.Коньшин, Б.Д.Кузьминов, В.Н.Манохин,
В.И.Матвеев, В.И.Мостовой, Г.В.Мурадян, М.Н.Николаев, Э.Е.Петров,
Ю.П.Попов, Г.Я.Труханов, О.А.Сальников, С.И.Сухоручкин, Г.Е.Шаталов,
Г.Б.Янъков, Г.Б.Ярына, М.С.Юткевич

КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА
И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Зам. главного редактора А.Г.ЗЕЛЕНКОВ

Б.Я.Гужовский, П.П.Дмитриев, Б.С.Ишханов, Е.Г.Копанец, Ю.В.Сергеев,
Ю.В.Хольнов, Н.П.Чижова, Ф.Е.Чукреев

Ответственный секретарь Д.А.КАРДАШЕВ

ANALYSIS METHOD FOR AVERAGE TRANSMISSION ENERGY OF RESONANCE NEUTRONS. The energy averaged transmission of resonance neutrons through iron samples are investigated as a function of sample thickness. Parameters of our theoretical model for the transmission's analysis are found in a good agreement with corresponding values, evaluated from the average cross-sections.

Данные по пропусканию нейтронов различных энергий через образцы исследуемого вещества в зависимости от толщины этих образцов определяют полные сечения взаимодействия и их энергетическую структуру. Принято считать, что, зная сечения на основе экспериментов по пропусканию нейтронов через тонкие образцы, можно непосредственно найти величину пропускания для произвольной толщины. Однако прямые измерения пропусканий нейтронов в зависимости от толщины образцов для относительно широких по энергии нейтронных пучков, как правило, существенно расходятся на больших толщинах с результатами соответствующих расчетов, в которых использованы наилучшие данные для сечений [1,2]. Причина такого расхождения заключается, очевидно, в недостаточной точности знания сечений, особенно в интерференционных минимумах, к которым величины пропусканий наиболее чувствительны [3]. Если в области разрешенных резонансов необходима лишь соответствующая корректировка параметров, определяющих сечения в интерференционных минимумах (что требует привлечения весьма сложных методов многоуровневой параметризации [3]), то для плохо разрешенных и неразрешенных резонансов возникает принципиальная проблема моделирования энергетической структуры сечений так, чтобы с помощью минимального набора физических параметров воспроизвести пропускания во всем интервале толщин.

В настоящее время для анализа данных по пропусканию резонансных нейтронов на широких энергетических пучках обычно используется аппроксимация наблюдаемой зависимости от толщины суммой экспонент [2,4]. Параметры соответствующего разложения в определенных энергетических группах (так называемые подгрупповые константы) применяются непосредственно в реакторных расчетах [4,5].

В данной работе для анализа средних по группам пропусканий резонансных нейтронов в области неразрешенных уровней используется приближенная многоуровневая модель энергетической зависимости сечения [3]

$$\sigma(E) = \sigma_m + \sigma_0 \frac{[s \cos \varphi - \sin \varphi \operatorname{tg} z(E)]^2}{s^2 + \operatorname{tg}^2 z(E)}, \quad (1)$$

где $z(E) = E/\bar{D}$ ($-\pi/2 \leq z \leq \pi/2$), а параметры σ_m , σ_0 , s и φ характеризуют соответственно минимальное и максимальное сечения в группе, силовую функцию и фазу потенциального рассеяния. Такая модель соответствует случаю одинаковых эквидистантных резонансов, интерферирующих между собой и с потенциальным сечением, т.е. качественно содержит все возможные интерференционные особенности энергетической структуры в интервале рассматриваемой группы.

Среднее по группе пропускание с использованием модельного сечения (1) определяется как

$$T = \langle \exp(-n\sigma) \rangle = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \exp \left[-n\sigma_m - n\sigma_0 \frac{(s \cos \varphi - \sin \varphi \operatorname{tg} z)^2}{s^2 + \operatorname{tg}^2 z} \right] dz, \quad (2)$$

где n характеризует толщину образца. Исследования **математических** свойств функции $T(\sigma_m, n\sigma_0, s, \varphi)$ подробно представлены в работе [6], где, в частности, получена асимптотика при больших значениях толщин ($n\sigma_0$):

$$T \xrightarrow{n\sigma_0 \gg 1} \frac{s}{\sin^2 \varphi + s^2 \cos^2 \varphi} \frac{1}{\sqrt{\pi n \sigma_0}} \exp(-n\sigma_m). \quad (3)$$

Функции $T(\sigma_m, n\sigma_0, s, \varphi)$ предлагаются для параметризации наблюдаемых зависимостей пропускания от толщины образцов для широких по отношению к среднему расстоянию между уровнями \bar{D} энергетических пучков. В отличие от разложения по экспонентам параметры в этом случае имеют конкретный физический смысл и определяются через средние резонансные параметры, что позволяет установить закономерности их изменения при переходе от группы к группе.

Моменты функции пропускания. Представляя в данной работе методику анализа средних по энергии пропускания резонансных нейтронов, ограничимся одной системой уровней для рассматриваемого элемента (s -нейтронами и четно-четным ядром-мишенью). Тогда наблюдаемые пропускания можно описать непосредственно функцией T (2). Для анализа важное значение имеют также моменты функции T [6]. Первый момент - среднее сечение в группе:

$$\langle \sigma \rangle = \sigma_m + \sigma_0 \frac{\sin^2 \varphi + s \cos^2 \varphi}{1+s}; \quad (4)$$

второй момент - средний квадрат сечения, определяющий дисперсию:

$$\langle \sigma^2 \rangle = \langle \sigma \rangle^2 + \frac{\sigma_0^2}{2} \frac{s}{(1+s)^2};$$

обратные моменты:

$$\left\langle \frac{1}{\sigma} \right\rangle = \frac{1}{\sqrt{\sigma_m(\sigma_m + \sigma_0)}} \frac{\sqrt{\sigma_m(\sigma_m + \sigma_0)}(1+s^2) + s(\sigma_0 + 2\sigma_m)}{\sigma_m + \sigma_0 \sin^2 \varphi + 2s\sqrt{\sigma_m(\sigma_m + \sigma_0)} + s^2(\sigma_m + \sigma_0 \cos^2 \varphi)}$$

(площадь под кривой пропускания [7]);

$$\left\langle \frac{1}{\sigma^2} \right\rangle = -\frac{d}{d\sigma_m} \left\langle \frac{1}{\sigma} \right\rangle = -\frac{d}{d\sigma_m} \frac{\Phi'}{\Phi},$$

где $\Phi(\sigma_m) = \sigma_m + \sigma_0 \sin^2 \varphi + 2s\sqrt{\sigma_m(\sigma_m + \sigma_0)} + s^2(\sigma_m + \sigma_0 \cos^2 \varphi)$.

Значения обратных моментов, определяемые площадью под кривой пропускания, измеренной вплоть до больших толщин [до ослаблений плотности потока 10^{-2} - 10^{-3} нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$], характеризуют так называемый фактор резонансной блокировки [4]

$$f = \frac{1}{\langle \sigma \rangle} \left[\left\langle \frac{1}{\sigma} \right\rangle \right] / \left[\left\langle \frac{1}{\sigma^2} \right\rangle \right]. \quad (5)$$

В описываемой схеме анализа при параметризации экспериментальных данных по пропусканию предполагается также знать средние сечения, оцениваемые в настоящее время довольно точно. Определяемые параметры позволяют аппроксимировать данные в область больших толщин (больших ослаблений потока), пользуясь асимптотической зависимостью (3). Это дает возможность точнее вычислить интегралы от пропусканий за счет корректного учета асимптотик и соответственно коэффициенты блокировки (5).

Анализ экспериментальных данных. В качестве примера был проведен анализ данных по пропусканию нейтронов через образцы железа (естественная смесь изотопов), полученных в работе [8]. Пропускания для разных толщин образцов были получены в различных энергетических группах, охватывающих практически всю область резонансных нейтронов в железе (рис.1).

В предположении, что экспериментальные данные можно непосредственно описывать функцией $T(\sigma_m, n\sigma_0, s, \varphi)$ (2), проведена подгонка параметров методом наименьших квадратов. Для этого на ЭВМ БЭСМ-6 с помощью библиотечной подпрограммы FUMILI минимизировались разности

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N [T(n_i) - T_{\text{эксп}}(n_i)]^2 / \theta_i^2,$$

где θ_i - среднеквадратичная ошибка в каждой точке; N - число экспериментальных точек. В результате находили параметры σ_m , σ_0 , s и φ вместе с их погрешностями. Время обработки для одной группы (приблизительно 3 - 10 мин) определяется в основном временем вычисления интегралов (2) методом Гаусса. Для уменьшения времени счета можно воспользоваться аппроксимационными формулами для T , полученными в работе [6].

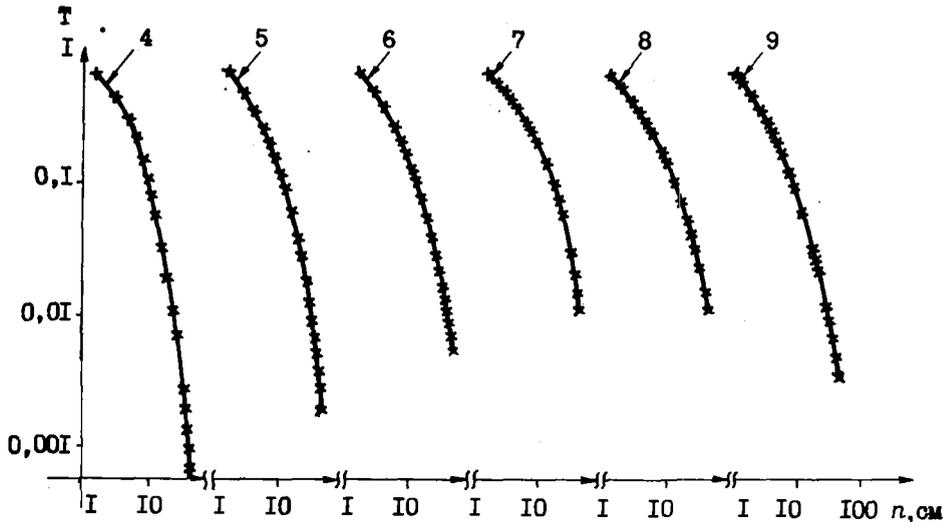


Рис.1. Экспериментальные и расчетные значения функции пропускания в группах 4-9

Для удобства сравнения результатов анализа и их практического использования был осуществлен переход от энергетических интервалов, в которых проводили измерения, к стандартным энергетическим группам, введенным в 26-групповую систему констант для расчета реакторов [4]. В этом случае проводили усреднение по нескольким интервалам, попадающим в каждую из конкретных групп. Погрешности данных для отдельных групп предполагались такими же, как и для входящих в них энергетических интервалов, в которых проводили измерения, т.е. приблизительно от 2% для малых толщин до 10% для больших [8]. При независимой подгонке всех четырех параметров программа FUMILI дает слишком большие значения погрешностей. Поэтому возникла необходимость введения дополнительной информации - средних сечений, оцененных в группах в системе БНАБ-78 [4]. Было рассмотрено несколько вариантов расчета.

Программа SUM3 производит одновременную подгонку параметров для двух функционалов T (2) и $\langle \sigma \rangle$ (4). Программа SUM4 использует для подгонки функционал T с параметром $\sigma_0 = (\langle \sigma \rangle - \sigma_m)(1+s) / (\sin^2 \varphi + s \cos^2 \varphi)$. В последнем варианте определяются три параметра σ_m , s и φ . Программа SUM2 просчитывает пропускания на малых толщинах ($T \approx 1 - n \langle \sigma \rangle$), что позволяет добавить ряд точек в начале экспериментальной кривой и улучшить точность определения параметров в предыдущих вариантах. Все это необходимо для контроля точности получаемых результатов и оценок погрешностей метода. Наилучшей оказалась программа SUM4.

Помимо $\langle \sigma \rangle$ использовалась также априорная информация о σ_0 . Для железа в широком интервале энергий $\sigma_0 \approx 4 \text{ Як}^{-2}$. Соответствующее значение задавалось как фиксированный параметр в программе FUMILI или как первое приближение, когда этот параметр не фиксировался. Расчеты факторов блокировки с фиксированными σ_0 в группах дают наиболее близкие к данным БНАБ-78 значения.

Результаты анализа. Для рассмотренного примера - ядра железа - сечение в резонансной области определяется в основном вкладом s -волны, для которой параметры σ_0 , s и φ известны с какой-то точностью заранее. Несколько хуже представления о параметре σ_m - некотором эффективном для определенной группы минимальном сечении. Однако начиная с энергии в несколько сотен килоэлектронвольт становится заметным вклад p -волны. Включение p -волны приводит к появлению еще двух не-

зависимых систем резонансов с моментами $1/2$ и $3/2$ и отрицательной четностью. Среднее по резонансам пропускание в этом случае описывается как произведение $T = T_s T_{p1/2} T_{p3/2}$, где каждое T_i параметризуется своим набором параметров (2). Очевидно, без задания дополнительной информации об этих параметрах соответствующий анализ данных по пропусканию не даст результата. Используя в настоящем случае лишь одну функцию t (2) даже в области, где существенна p -волна, получим набор параметров, имеющих несколько более формальный смысл, чем в случае s -волны. Анализируемые данные по пропусканию были отнесены к семи энергетическим группам (4 - 10) системы БНАБ-78 [4]. Наиболее плохими для анализа оказались данные по группе 10, куда попадает широкий резонанс при 28 кэВ. В этой группе имеется лишь один резонанс и то частично, что не соответствует рассматриваемому подходу, основанному на усреднении по нескольким уровням. В группах 7-9, фиксировалось значение σ_0 , так как здесь преобладала s -волна. Ошибки в определении параметров σ_m , s и φ невелики. Погрешности параметров при одновременном поиске всех четырех параметров оказываются в 3-5 раз больше. Такая подгонка проводилась в группах 4-6, куда включалась p -волна.

Результаты анализа представлены в табл. I и на рис. 2-5. На рис. 2 полученные значения параметра σ_m в различных группах приведены вместе с ошибками в соответствии с программой GUMIII. Значения σ_m отложены в зависимости от $E = (E_1 + E_{1+1})/2$, где E_1 и E_{1+1} - верхняя и нижняя границы интервала группы. Параметр σ_m наиболее устойчив к использованию различных схем анализа экспериментальных данных, что свидетельствует о его слабой корреляции с остальными параметрами. Полученные значения качественно согласуются с физическими представлениями о возможных значениях интерференционных минимумов в группах и с данными по детальной энергетической зависимости сечения железа.

Таблица I
Параметры функции пропускания для железа в отдельных группах

Номер группы	$\sigma_m, \sigma^{\#}$	φ	s	σ_0, σ
4	$1,043 \pm 0,060$	$0,567 \pm 0,097$	$0,069 \pm 0,027$	$6,608 \pm 1,440$
5	$0,847 \pm 0,075$	$0,643 \pm 0,110$	$0,146 \pm 0,069$	$4,767 \pm 1,180$
6	$0,671 \pm 0,059$	$0,609 \pm 0,090$	$0,226 \pm 0,093$	$6,230 \pm 1,581$
7	$0,426 \pm 0,033$	$0,524 \pm 0,010$	$0,163 \pm 0,015$	7,989
8	$0,445 \pm 0,027$	$0,424 \pm 0,007$	$0,113 \pm 0,005$	15,93
9	$0,490 \pm 0,020$	$0,323 \pm 0,007$	$0,052 \pm 0,002$	32,69

$\#$ Барн = 10^{-28} м².

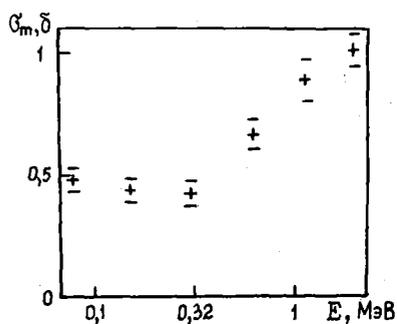


Рис. 2

Рис. 2. Значения параметра σ_m в различных энергетических группах

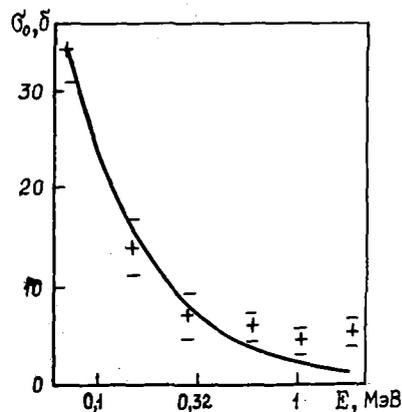


Рис. 3

Рис. 3. Экспериментальные и расчетные значения сечения σ_0 в различных энергетических группах

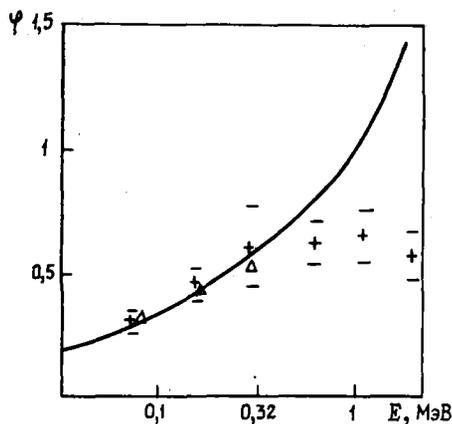


Рис.4

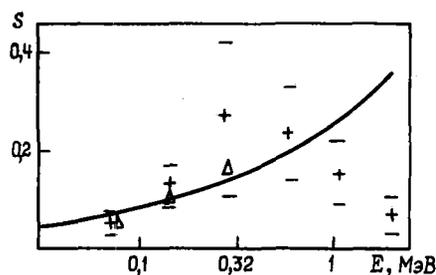


Рис.5

Рис.4. Экспериментальные и расчетные значения параметра φ в различных энергетических группах: + - свободный параметр σ_0 ; Δ - фиксированный параметр σ_0

Рис.5. Экспериментальные и расчетные значения параметра s в различных энергетических группах: + - свободный параметр σ_0 ; Δ - фиксированный параметр σ_0

Данные расчета максимального сечения в группе σ_0 представлены на рис.3. Кривая соответствует выражению $\sigma_0 = 4\pi k^{-2} \cdot 0,92$ (учтено процентное содержание основного изотопа), а крестиками отмечены результаты поиска со всеми свободными параметрами и получающиеся в расчете погрешности $\Delta\sigma_0$. Следует отметить, что в нижних группах соответствие хорошее. В верхних группах различие, очевидно, связано с вкладом p -волны. В группе 7 расчет с параметром σ_0 , соответствующим кривой, приводит к значению среднего сечения $\bar{\sigma}$ в группе, что несколько отличается от рекомендации БНАБ-78 (2,9 б) [4]. В остальных группах значения средних сечений совпадают с рекомендованными.

На рис.4 и 5 приведены параметры подгонки φ и s в группах. Кривыми обозначены соответствующие теоретическим представлениям зависимости $\varphi = 0,034\sqrt{E}$ и $s = 0,00025\sqrt{E}$, что эквивалентно выбору радиуса ядра $r \approx 5 \cdot 10^{-13}$ см и приведенной силовой функции $s^0 = 2s/\pi\sqrt{E} = 1,59 \cdot 10^{-4}$. Эти результаты весьма близки к обычно используемым в расчетах средних сечений [9]. Из-за существенной корреляции параметров результаты подгонки оказались чувствительными к выбору того или иного типа вычисляющей программы. Для фиксированных значений σ_0 полученные результаты весьма близки к теоретическим оценкам. Результаты, полученные в других схемах, также приведены на рис.4 и 5. Несмотря на флуктуации в размерах параметров, значения вычисляемых пропусканий в группах, а также средние моменты и факторы резонансной блокировки оказались близкими для разных наборов параметров φ и s .

Рекомендуемые значения параметров в различных группах (см.табл.1) наилучшим образом описывают экспериментальные данные [8], дают возможность рассчитать в приведенной схеме пропускания на любых толщинах и соответственно найти основные моменты и факторы резонансной блокировки в группах. Для проверки достоверности полученных параметров сравнивали результаты расчета при малых толщинах с экспериментальными: $T_{\text{экс}}(n) \approx 1 - n\langle\sigma\rangle + n^2\langle\sigma^2\rangle/2$, а также асимптотическое поведение при больших толщинах (3). Оказалось, что даже при толщинах 50 см функции пропускания не описываются точно асимптотической зависимостью (3), хотя и приближаются к ней.

Сравнение с методом подгрупп. Как уже отмечалось [6], пропускание при больших толщинах не выражается суммой экспонент и погрешность описания в пределе может быть как угодно большой. В то же время представление экспонентами может быть весьма точным в конечном интервале толщин. Было проведено сравнение обработки экспериментальных данных по пропусканию в описываемой методике с методом подгрупп, в котором пропускание дается формулой $T = \sum_i a_i \exp(-n\sigma_i)$, где $\sum_i a_i = 1$, a_i, σ_i - подгрупповые константы [5]. Погрешности параметров по программе FUMILL оказались существенно меньшими, чем погрешности подгрупповых констант. Кроме того, подгонка параметров метода подгрупп оказалась довольно неустойчивой: результат существенно зависел от начальных условий, в то время как в приведенной параметризации при любом выборе начального приближения параметры в программе FUMILL получали однозначно.

В табл.2 приведены результаты расчета моментов функции пропускания для различных групп. Как правило, основные расхождения с методом подгрупп наблюдаются для $\langle \sigma^2 \rangle$. Остальные моменты оказываются близкими по величине. Соответственно невелико и отличие в факторах блокировки (5): относительная погрешность не превышает 10%, т.е. одного порядка с точностью соответствующей обработке данных по пропусканию [8].

Моменты и факторы блокировки в отдельных группах

Таблица 2

Номер группы	$\langle \sigma \rangle, \sigma$	$\langle \sigma^2 \rangle, \sigma^2$	$\langle 1/\sigma \rangle, \sigma^{-1}$	$\langle 1/\sigma^2 \rangle, \sigma^{-2}$	f
4	3,12(3,12) [*]	11,0(9,93)	0,362(0,36)	0,151(0,15)	0,767(0,76)
5	2,73(2,73)	8,7(8,8)	0,443(0,45)	0,246(0,26)	0,661(0,62)
6	3,10(3,10)	12,5(19,3)	0,471(0,50)	0,454(0,39)	0,455(0,41)
7	2,98(2,91)	12,7(14,9)	0,558(0,55)	0,552(0,55)	0,340(0,35)
8	4,20(4,20)	29,1(24,6)	0,438(0,42)	0,379(0,38)	0,276(0,26)
9	5,05(5,05)	50,2(45,1)	0,336(0,31)	0,212(0,18)	0,314(0,35)

^{*} В скобках приведены результаты расчета методом подгрупп.

Из изложенного можно сделать вывод, что представленная методика анализа средних по группам пропусканий резонансных нейтронов в зависимости от толщины образцов позволяет находить средние по группам параметры резонансов σ_0 , s , φ и σ_m , имеющие очевидный физический смысл и определяемые методами теории средних сечений [3]. Наиболее точно находится параметр σ_m , характеризующий минимальное сечение в группе. Таким образом, появляется возможность исследования интерференционных минимумов сечений в той области энергий, где они непосредственно в эксперименте не разрешены. Данные по пропусканию в зависимости от толщины могут служить также добавочной информацией для уточнения средних сечений и силовых функций, но особенно интересны данные по фазам потенциального рассеяния φ , которые из экспериментов на тонких образцах с широким разрешением практически не определяются.

Рассмотренная методика позволяет воспроизводить данные по пропусканиям на произвольных толщинах, а также моменты функции пропускания, пользуясь лишь средними резонансными параметрами. Однако в этом случае необходим объем времени на ЭВМ, больший, чем в методе подгрупп. Экономия может быть достигнута при использовании предложенных ранее аппроксимаций пропускания аналитическими функциями [6].

Список литературы

1. Филиппов В.В. Оценка данных по полному сечению железа для быстрых нейтронов. - Ядерные константы, 1972, вып.8, ч.1, с.39.
2. Николаев М.Н., Филиппов В.В. Измерения параметров резонансной структуры полных сечений некоторых элементов в области 0,3-2,7 МэВ. - Атомн. энергия, 1963, т.15, с.493.
3. Лукьянов А.А. Структура нейтронных сечений. М.: Атомиздат, 1978.
4. Николаев М.Н., Игнатов А.А., Исаев Н.В., Хохлов В.Ф. Метод подгрупп для учета резонансной структуры сечений в нейтронных расчетах. - Атомн. энергия, 1970, т.29, с.11; 1971, т.30, с. 416.
5. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Николаев М.Н., Цибуля А.М. Новая система групповых констант для расчета быстрых реакторов. - Там же, 1980, т.48, с.117.
6. Комаров А.В., Лукьянов А.А. Асимптотические свойства интеграла пропускания в области неразрешенных резонансов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1980, вып.3(38), с.10.
7. Комаров А.В., Лукьянов А.А. Вопросы теоретического анализа данных по пропусканию нейтронов в области неразрешенных резонансов. - Препринт ФЭИ-894. Обнинск, 1979.
8. Филиппов В.В. Резонансная структура полного нейтронного сечения железа. - В кн.: Радиационная безопасность и защита атомных станций. Вып.3. М.: Атомиздат, 1977, с.84.

9. Бычков В.М., Манохин В.Н., Возяков В.В. Оценка сечений конструкционных материалов. Полный файл нейтронных данных для естественного железа. Обнинск: ФЭИ, 1978.

Статья поступила в редакцию 2 марта 1981 г.

УДК 539.170:53.08

СЛУЧАИ АНАЛИТИЧЕСКОГО УЧЕТА АППАРАТУРНОГО РАЗРЕШЕНИЯ
ПРИ ПАДЕ-АППРОКСИМАЦИИ РЕЗОНАНСНЫХ КРИВЫХ

В.Н.Виноградов, Е.В.Гай, Н.С.Работнов

ANALYTICALLY SOLVABLE EXAMPLES OF RESOLUTION FUNCTION'S ACCOUNTING WITH THE PADE-APPROXIMATION OF RESONANCE CURVE. Fredholm's integral equation of the first type with the difference kernel and a rational function without real poles in the right-hand side approximating a resonance curve is considered. The equation is solved analytically by Fourier transforms for three types of the resolution function: sharp exponential, smooth exponential, Lorentzian. The solution in all three cases is also a rational function.

Использование приближения Паде [1,2] для аппроксимации экспериментальных зависимостей рациональными функциями [3] является весьма удобным средством обработки данных в ядерной и нейтронной физике. Приближение обладает важным преимуществом: в отличие от других способов "сглаживания" (полиномиального, сплайнового и т.д.) Паде-аппроксимация с нарастанием числа опорных точек и увеличением точности обеспечивает в пределе аналитическое продолжение аппроксимируемой функции. Это особенно существенно в тех случаях, когда результат аппроксимации используется затем в качестве объекта математических операций, на результат (а иногда и на практическую осуществимость) которых сильно влияют аналитические свойства объекта. Это относится, например, к решению интегрального уравнения, в котором учитывается влияние аппаратного разрешения и в правой части которого подставляется результат аппроксимации. Указанная задача относится к классу некорректных [4], в которых малость вариации исходных данных не гарантирует малости изменения решения. При использовании численных методов возникают принципиальные трудности, поэтому каждый случай аналитического решения задачи такого типа представляет интерес.

Ниже рассмотрены три примера разностных ядер, когда соответствующее интегральное уравнение Фредгольма первого рода, правой частью которого является рациональная функция, не имеющая действительных полюсов, аналитически решается с помощью преобразования Фурье. При резонансном анализе сечений ядерных реакций комплексные полюса аппроксимирующей рациональной функции описывают полюса \mathbf{Z} -матрицы, чем и определяется практическое значение этого подхода. Один из рассматриваемых случаев (обобщенная линия Лоренца) известен (см., например, работу [5]).

Рассмотрим интегральное уравнение

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

где правая часть - рациональная функция, полюсное разложение которой не содержит слагаемых, соответствующих действительным полюсам, т.е.

$$f(x) = \frac{P_N(x)}{Q_M(x)} = \sum_{k=1}^{\ell} \frac{\alpha_k(x - \varepsilon_k) + \beta_k}{\gamma_k^2 + (x - \varepsilon_k)^2}, \quad (2)$$

где α_k , β_k , γ_k и ε_k - постоянные. Отсутствию целой (полиномиальной) части соответствует ограничение $N < M$. Ядро K назовем формой линии или просто линией. Хорошо известно формальное ре-

шение уравнения (1) путем разложения функций φ , K и f в интеграл Фурье. Соответствующие Фурье-образы обозначим $\Phi(s)$, $K(s)$ и $F(s)$. Тогда

$$\Phi(s) = F(s)/K(s) \quad (3)$$

и

$$\varphi(y) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{F(s)}{K(s)} \exp(isy) ds. \quad (4)$$

Используя явный вид (2) и выполняя прямое Фурье-преобразование, получим

$$F(s) = \pi \sum_{k=1}^{\ell} \exp(-i\varepsilon_k s - \gamma_k |s|) \left[\frac{\beta_k}{\gamma_k} - i\alpha_k \operatorname{sign}(s) \right]. \quad (5)$$

Приведем три случая, когда линии $K(z)$ таковы, что при подстановке их Фурье-образов в правую часть выражения (4) с учетом формулы (5) интеграл сходится и вычисляется в явном виде (рис.1):

$$K_1(z) = \frac{\ln 2}{2\Gamma_1} \exp\left(-\frac{\ln 2 |z|}{\Gamma_1}\right); \quad K_1(s) = \frac{(\ln 2/\Gamma_1)^2}{s^2 + (\ln 2/\Gamma_1)^2} \quad (6)$$

(острая экспоненциальная линия);

$$K_2(z) = \frac{\alpha z \operatorname{ch} 2}{\pi \Gamma_2} \frac{1}{\operatorname{ch}\left(\frac{\alpha z \operatorname{ch} 2}{\Gamma_2} z\right)}; \quad K_2(s) = \frac{1}{\operatorname{ch}\left(\frac{s\pi \Gamma_2}{2\alpha z \operatorname{ch} 2}\right)} \quad (7)$$

(гладкая экспоненциальная линия);

$$K_3(z) = \frac{\Gamma_3}{\pi} \frac{Az + 1}{z^2 + \Gamma_3^2}; \quad K_3(s) = \exp(-\Gamma_3 |s|) [1 - iA\Gamma_3 \operatorname{sign}(s)] \quad (8)$$

(обобщенная линия Лоренца).

Ядра (6) - (8) нормированы условием $\int_{-\infty}^{\infty} K_i(z) dz = 1$; кроме того, по определению полуширины Γ_i : $K_1(\Gamma_1) = \frac{1}{2} K_1(0)$, $K_2(\Gamma_2) = \frac{1}{2} K_2(0)$, а Γ_3 - полуширина Лоренца, т.е. $K_3(\Gamma_3) = \frac{1}{2} K_3(0)$ лишь при $A = 0$. Запишем результат восстановления одного резонансного слагаемого в правой части формулы (2), т.е. результат интегрирования, описываемый формулой (4), опуская индекс k в обозначениях резонансных параметров:

$$\varphi_1(y) = \frac{\alpha(y-\varepsilon) + \beta}{\gamma^2 + (y-\varepsilon)^2} + 2 \left(\frac{\Gamma_1}{\ln 2} \right)^2 \frac{\gamma^2 [3\alpha(y-\varepsilon) + \beta] - (y-\varepsilon)^2 [\alpha(y-\varepsilon) + 3\beta]}{[(y-\varepsilon)^2 + \gamma^2]^3}; \quad (9)$$

$$\varphi_2(y) = \frac{1}{2} \left[\frac{\alpha(y-\varepsilon) + \beta \left(1 - \frac{\pi \Gamma_2}{\gamma 2\alpha z \operatorname{ch} 2}\right)}{(y-\varepsilon)^2 + \left(\gamma - \frac{\pi \Gamma_2}{2\alpha z \operatorname{ch} 2}\right)^2} + \frac{\alpha(y-\varepsilon) + \beta \left(1 + \frac{\pi \Gamma_2}{\gamma 2\alpha z \operatorname{ch} 2}\right)}{(y-\varepsilon)^2 + \left(\gamma + \frac{\pi \Gamma_2}{2\alpha z \operatorname{ch} 2}\right)^2} \right];$$

$$\varphi_3(y) = \frac{1}{\gamma(1+A^2\Gamma_3^2)} \frac{(\alpha\gamma - A\beta\Gamma_3)(y-\varepsilon) + (\gamma-\Gamma_3)(\beta + \alpha A\gamma\Gamma_3)}{(y-\varepsilon)^2 + (\gamma-\Gamma_3)^2}.$$

Во втором и третьем случаях для сходимости интеграла (4) необходимо, чтобы полуширина наблюдаемого резонанса удовлетворяла неравенствам $\gamma > \gamma \Gamma_2 / 2 \operatorname{arctg} 2$, $\gamma > \Gamma_3$. В первом случае подобного ограничения нет, интеграл (4) сходится всегда, но ограничение на Γ_1 можно получить при условии, что восстанавливаемая функция $\varphi(y)$ неотрицательна, если неотрицательна исходная функция. В случае одного резонанса функция $f(x)$ всюду положительна лишь при $\alpha = 0$. Выдвигая для этого случая условие $\varphi_1(y) > 0$ при любом y и используя выражение (9), получаем

$$\gamma > \frac{3}{\sqrt{8} \ln 2} \Gamma_1.$$

На рис.2 приведен численный пример - результаты восстановления формы резонанса, interfering с фоном,

$$f(x) = 1 + \frac{0,5x + 1}{1 + x^2}, \quad (10)$$

когда полуширина каждой из линий $\Gamma_i = 0,5$. Рис.1 и 2 показывают, что наименьшая эффективная ширина наблюдается у гладкой экспоненциальной линии [см. формулу (7)].

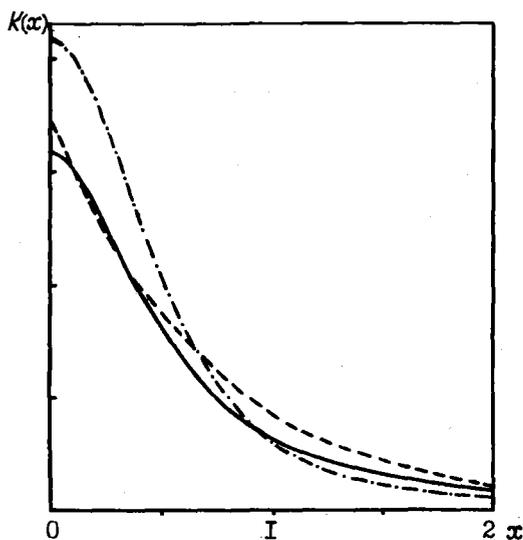


Рис.1. Формы аппаратных линий $K_i(x)$, соответствующие формулам: --- (6); - · - · - (7); — (8)

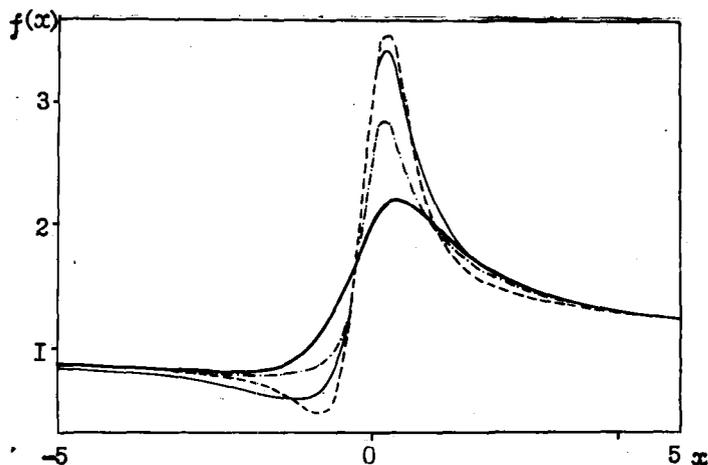


Рис.2. Результаты восстановления резонанса (10) для линий (6)-(8), [сплошная жирная кривая соответствует наблюдаемой функции $f(x)$]: --- (6); - · - · - (7); — (8)

Список литературы

1. Basdevant I.L. The Padé-approximations and its physical applications. - Fortsch. Physik, 1972, Bd 20, S. 283-348.
2. Baker G.A., jr. Essentials of Padé-approximants. N.-Y.: Acad.Press, 1975.
3. Виноградов В.Н., Гай Е.В., Работнов Н.С. Применение приближения Паде второго рода для резонансного анализа нейтронных сечений. - Препринт ФЭИ-484. Обнинск, 1974.
4. Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1974.
5. Лукьянов А.А. Структура нейтронных сечений. М.: Атомиздат, 1978, с.60-62.

Статья поступила в редакцию 2 марта 1981 г.

DIRECT PROCESS CONTRIBUTION TO $^{113}\text{In}(n,n')$ -REACTION SPECTRA HARD COMPONENT. The direct process contribution to $^{113}\text{In}(n,n')$ -spectrum is analysed in terms of the coupled-channel methods. The observed positive difference between neutron spectra from (n,n') - and (p,n) -reactions agrees with results of calculations, which take into account the spectroscopic information on the lowest 2^+ and 3^- collective levels of the neighbouring even-even nuclei.

Несмотря на значительное число работ, посвященных исследованию прямых ядерных реакций, однозначную интерпретацию наблюдаемых дифференциальных сечений для средних и тяжелых ядер удается получить лишь для сравнительно небольшого числа состояний, находящихся при энергиях возбуждения ниже 1-2 МэВ [1]. Для более высоких энергий экспоненциально растет число возбуждаемых уровней и столь же быстро усложняется их структура. Это создает значительные трудности как для экспериментального изучения механизма возбуждения уровней, так и для построения полного теоретического описания их природы. В такой ситуации естественным является переход к интегральному анализу сечений, в рамках которого рассматриваются уже не отдельные ядерные переходы, а их сумма по всем состояниям, возбуждаемым в заданном диапазоне энергий. Тем не менее вопросы о механизме реакции и природе доминирующих переходов остаются актуальными и при интегральном представлении сечений.

Особый интерес эти вопросы приобрели в связи с интенсивно развивающейся в последнее десятилетие моделью предравновесного распада ядра [2,3]. В настоящее время в рамках этой модели достигнуто сравнительно хорошее феноменологическое описание высокоэнергетической части наблюдаемых спектров и соответствующих участков интегральных функций возбуждения для широкого круга ядерных реакций. Однако при обсуждении полученных результатов остается неясным вопрос, в какой мере достигнутое описание свидетельствует о новом механизме ядерных реакций, отличающемся по своим свойствам от традиционного статистического механизма распада составного ядра и от хорошо изученного механизма прямых процессов. Чтобы ответить на этот вопрос, необходимо определить характерные признаки каждого из механизмов и проанализировать их проявление в рассматриваемых реакциях.

В экспериментах с высоким разрешением, когда хорошо разделены переходы на отдельные уровни остаточного ядра, прямой механизм реакции, как правило, достаточно надежно идентифицируется по характерной дифракционной структуре углового распределения вылетающих частиц. При ухудшении разрешения, т.е. при переходе от линейчатых спектров испускаемых частиц к непрерывным, дифракционная структура сечений обычно теряется и интерпретация механизма реакции становится более трудной. Качественные выводы о присутствии в данной части спектра прямых переходов можно сделать на основе анализа общей асимметрии углового распределения продуктов реакции. Однако для строгого количественного определения вклада различных механизмов реакции этого признака чаще всего оказывается недостаточно, особенно при невысоких энергиях налетающих частиц, когда асимметрия угловых распределений сравнительно невелика.

В работах [4,5] показано, что для улучшения интегрального вклада прямых процессов в области средних энергий благоприятные возможности дает сравнительный анализ спектров (n,n') - и (p,n) -реакций. Если ядра-мишени и энергии налетающих частиц в этих реакциях подобраны таким образом, что испарительный компонент спектров соответствует одному и тому же остаточному ядру, то проявляющиеся различия спектров естественно связывать с прямыми реакциями. В работах [4,5] измерены дважды дифференциальные сечения неупругорассеянных нейтронов реакции $^{113}\text{In}(n,n')$ при начальных энергиях нейтронов 5,34-8,53 МэВ и эквивалентные нейтронные спектры реакции $^{113}\text{Cd}(p,n)$. Наблюдаемые систематические превышения жесткого компонента спектров неупругорассеянных нейтронов над соответствующими спектрами (p,n) -реакции позволяют определить как интегральную величину сечения прямого неупругого рассеяния нейтронов, так и основные черты спектрального распределения интенсивности прямых переходов. Асимметрия углового распределения нейтронов, связанных с выделенным компонентом спектров, может служить дополнительным признаком для идентификации механизма переходов. В данной работе авторы предлагали проанализировать, в какой мере полученная таким способом экспериментальная оценка интегрального вклада прямых процессов согласуется с теоретическими представлениями об интенсивности прямых переходов.

Традиционным и широко распространенным методом описания прямых реакций является Фэрриковское приближение искаженных волн [1]. Для неупругого рассеяния соответствующее соотношение можно представить в виде

$$\frac{d\sigma_{if}^{\lambda}}{d\Omega} = \sum_{\mu} \left| \sum_{j_i j_f} C_{j_i j_f}^{\lambda \mu}(\theta) \int_0^{\infty} u_{j_i}^*(z) F_{\lambda}(z) u_{j_f}(z) z^2 dz \right|^2,$$

где $C_{j_i j_f}^{\lambda \mu}(\theta)$ - кинематические коэффициенты, определяемые законами сложения угловых моментов; $u_{j_i}(z)$ и $u_{j_f}(z)$ - радиальные волновые функции оптической модели для падающего и рассеянного нейтронов; $F_{\lambda}(z)$ - форм-фактор возбуждаемого уровня ядра-мишени. При неупругом рассеянии в ядре возбуждаются главным образом когерентные коллективные степени свободы, и при феноменологическом подходе, основанном на соотношениях обобщенной модели ядра [6], форм-фактор обычно записывается в виде

$$F_{\lambda}(z) = \frac{\beta_{\lambda} R_0}{(2\lambda + 1)^{1/2}} \frac{dV(z)}{dz},$$

где $V(z)$ - потенциал оптической модели; $R_0 = r_0 A^{1/3}$ - радиус ядра; β_{λ} - параметр динамической деформации для соответствующих мультипольных возбуждений.

Для четно-четных ядер-мишеней при прямом неупругом рассеянии наиболее интенсивно возбуждаются первые 2^+ - и 3^- -уровни. Имеющиеся для ядер в области с $90 \leq A \leq 130$ экспериментальные данные о энергии этих уровней и величине соответствующих параметров деформации β_{2^+} и β_{3^-} , полученные в реакциях с протонами или нейтронами, показаны на рис. 1 [7]. Для параметров деформации определены также величины, полученные из анализа приведенной вероятности соответствующих γ -переходов $B(E_{\lambda})$ [8]. Совокупность представленных на рис. 1 данных демонстрирует основные закономерности изменения характеристик когерентных мультипольных возбуждений ядер в зависимости от нуклонного состава. Различия параметров динамической деформации при возбуждении ядер протонами, нейтронами или γ -квантами определяют вклад изоскалярной и изовекторной ветвей когерентных колебаний в рассматриваемые возбуждения [9]. Наиболее сильно такие различия должны проявляться в ядрах с заполненной протонной или нейтронной оболочкой. При удалении от магических чисел различия в параметрах динамической деформации для нижайших коллективных уровней должны убывать, и их, по-видимому, нельзя выделить на фоне имеющихся погрешностей экспериментальных данных.

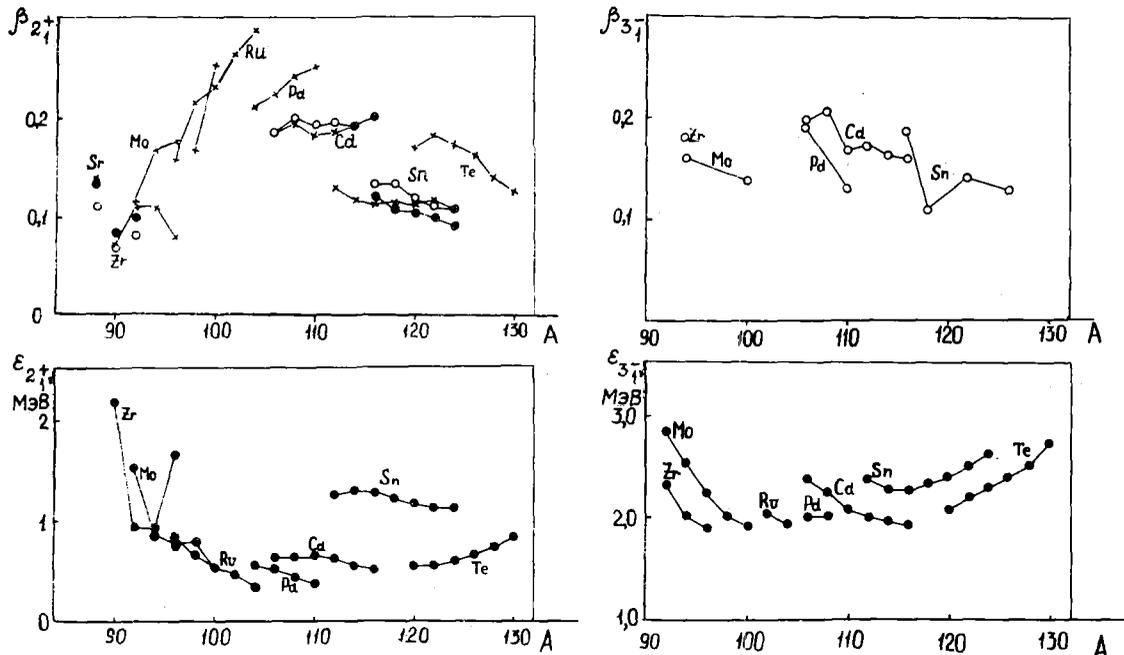


Рис. 1. Параметры динамической деформации β_{2^+} и β_{3^-} , полученные из вероятности γ -переходов (x), из (n, n')-реакции (o), (p, p')-реакции (•), и положение 2^+ - и 3^- -уровней четно-четных ядер в области с $90 \leq A \leq 130$

В нечетном ядре когерентные мультипольные возбуждения могут оказаться фрагментированными по многим уровням. Простейшая схема фрагментации соответствует модели слабой связи коллективного возбуждения λ^{π} с нечетной частицей $j^{\pi l}$. В этом случае сечение прямого возбуждения любого из уровней мультиплета ($j^{\pi l} \otimes \lambda^{\pi}$) будет определяться соотношением

$$\frac{d\sigma^{\lambda}(I_i \rightarrow I_f)}{d\Omega} = \frac{2I_f + 1}{(2I_i + 1)(2\lambda + 1)} \frac{d\sigma^{\lambda}(0 \rightarrow \lambda)}{d\Omega}$$

и при суммировании по всем членам мультиплета должна получиться в первом приближении та же величина сечения прямой реакции, что и при возбуждении коллективного уровня λ^{π} в четно-четном ядре [10]. Имеющиеся экспериментальные данные по рассеянию протонов на низколежащих уровнях нечетных ядер позволяют, с одной стороны, продемонстрировать справедливость основных приближений модели слабой связи, с другой, - проследить отклонения от указанного выше правила сумм, обусловленные энергетическим сдвигом уровней мультиплета в нечетном ядре [11].

Спектр низколежащих уровней ядра ^{113}In приведен на рис.2 вместе со спектрами уровней близлежащих четно-четных ядер ^{112}Cd и ^{114}Sn [12]. Хотя идентификация спектроскопических характеристик многих уровней ^{113}In еще далеко не однозначна, тем не менее область концентрации компонентов мультиплета ($2^+ \otimes 9/2^+$) фиксируется достаточно надежно. Положение центра тяжести мультиплета соответствует энергии 1,3-1,4 МэВ, которая оказывается близкой к энергии коллективного 2^+ -уровня четно-четного ядра ^{114}Sn . Представленная на рис.1 систематика энергий и параметров деформации β_2 -квадрупольных возбуждений ядер позволяет предположить, что при совпадении энергий коллективных переходов можно ожидать также приближенного совпадения и соответствующих параметров деформации. Аналогичные аргументы, по-видимому, справедливы и для октупольных возбуждений. Таким образом, в качестве эмпирической оценки параметров мультипольной деформации для ядра ^{113}In следовало бы использовать значения $\beta_2 \approx 0,12$ и $\beta_3 \approx 0,17$, а для центра тяжести октупольных возбуждений - среднюю величину энергии уровней 3^- в ядрах ^{112}Cd и ^{114}Sn . Кроме однофоновых возбуждений при неупругом рассеянии нейтронов со значительной интенсивностью могут возбуждаться двухфоновые уровни. В соответствии с предыдущей аргументацией для центра тяжести мультиплета двухфоновых квадрупольных возбуждений в ядре ^{113}In принимается энергия эквивалентных двухфоновых уровней 0^+ , 2^+ , 4^+ в ядре ^{114}Sn .

На результаты расчетов интенсивности прямых переходов наряду с рассмотренными выше спектроскопическими характеристиками мультипольных возбуждений существенное влияние оказывают параметры используемого оптического потенциала. На основе анализа нейтронных силовых функций, а также полных нейтронных сечений до энергий 8 МэВ для обсуждаемой области ядер в работе [13] были рекомендованы параметры оптического потенциала:

$$\begin{aligned} V_0 &= 50,8 - 17 \frac{N-Z}{A} - 0,22 E_n; & r_V &= 1,24; & a_V &= 0,62; \\ W_D &= 4,8 - 7 \frac{N-Z}{A} + 0,45 E_n; & r_W &= 1,26; & a_W &= 0,58; \\ V_{SO} &= 6,2; & r_{SO} &= 1,12; & a_{SO} &= 0,47, \end{aligned} \quad (1)$$

где глубины объемного V_0 , поверхностного W_D и спин-орбитального V_{SO} компонентов потенциала выражены в мегаэлектронвольтах, а соответствующие геометрические параметры - в единицах ферми^х. Несколько иной набор параметров был получен в работе [14] на основе анализа дифференциальных сечений упругого рассеяния нейтронов с энергией до 11 МэВ на изотопах олова:

$$\begin{aligned} V_0 &= 54,2 - 22 \frac{N-Z}{A} - 0,32 E_n; & r_V &= 1,20; & a_V &= 0,70; \\ W_D &= 3,0 - 14 \frac{N-Z}{A} + 0,51 E_n; & r_W &= 1,25; & a_W &= 0,65; \\ V_{SO} &= 6,2; & r_{SO} &= 1,01; & a_{SO} &= 0,76. \end{aligned} \quad (2)$$

Наиболее существенно в наборах параметров (1) и (2) различается глубина мнимой части оптического потенциала W_D . Это различие весьма заметно отражается на расчетах сечений неупругого рассеяния нейтронов.

^х Современное обозначение - фермометр; соотношение с единицей СИ: 1 фм = 10^{-15} м.

Интегральные сечения прямого неупругого рассеяния нейтронов на низколежащих уровнях ядра ^{113}In

Мультиплет возбуждаемых уровней	Средняя энергия, МэВ	Параметр динамической деформации β_λ	Расчеты с потенциалом по формулам		Интеграл по наблюдаемому спектру
			(1)	(2)	
Энергия нейтронов 5,3 МэВ					
$(2^+ \otimes 9/2^+)$	1,3	0,12	61	96	} $114 \pm 15 (u < 1,75 \text{ МэВ})$
	1,3	0,18	142	221	
$(3^- \otimes 9/2^+)$	2,1	0,17	28	44	} $75 \pm 15 (u > 1,75 \text{ МэВ})$
$(2^+ \otimes 2^+ \otimes 9/2^+)$	2,2	(0,18 \otimes 0,18)	30	61	
	2,2	(0,12 \otimes 0,12)	6	10	
Энергия нейтронов 8,5 МэВ					
$(2^+ \otimes 9/2^+)$	1,3	0,12	47	60	} $119 \pm 15 (u < 1,75 \text{ МэВ})$
	1,3	0,18	98	153	
$(3^- \otimes 9/2^+)$	2,1	0,17	32	41	} $107 \pm 15 (1,75 < u < 2,75 \text{ МэВ})$
$(2^+ \otimes 2^+ \otimes 9/2^+)$	2,2	(0,18 \otimes 0,18)	20	38	
	2,2	(0,12 \otimes 0,12)	3,5	4,4	

Полученное в работах [4,5] превышение жесткого компонента нейтронных спектров реакции $^{113}\text{In}(n,n')$ над спектрами реакции $^{113}\text{Cd}(p,n)$ показано на рис.3. Так как разрешение нейтронного спектрометра в этих экспериментах было недостаточным для разделения переходов на определенные ядерные уровни, в качестве экспериментальной оценки сечений прямых переходов в таблице приведены величины, найденные при интегрировании в указанных энергетических интервалах наблюдаемого превышения дифференциальных сечений (n,n') -реакции над сечениями (p,n) -реакции. Несмотря на весьма упрощенный характер такого сопоставления экспериментальных спектров с расчетными линейчатыми спектрами, из представленных в таблице данных можно сделать вывод, что при соответствующем выборе параметров оптического потенциала теоретические и экспериментальные оценки интегрального сечения прямых переходов оказываются в неплохом согласии. Из приведенных на рис.4 результатов расчета угловых распределений неупругорассеянных нейтронов видно, что согласие с экспериментом имеется и в описании асимметрии дважды дифференциальных сечений рассеяния нейтронов.

Чтобы проследить зависимость интенсивности прямых переходов от энергии налетающего нейтрона, были проведены расчеты, аналогичные описанным выше, для энергии нейтронов 8,5 МэВ. Полученные интегральные сечения неупругого рассеяния приведены в таблице. Так как с ростом энергии нейтронов экспериментальное разрешение спектрометра ухудшается, соответствующие энергетические интервалы в наблюдаемых непрерывных спектрах с расчетными линейчатыми спектрами для нейтронов с энергией 8,5 МэВ является менее однозначным, чем для нейтронов с энергией 5,3 МэВ (см.рис.3). Ввиду этого при сопоставлении теории с экспериментом целесообразно обсуждать лишь общие качественные особенности достигнутого описания данных. Для более строгого количественного анализа интенсивности прямых переходов необходимо иметь экспериментальные данные с существенно улучшенным спектральным разрешением.

Полученная в расчетах интегральная величина сечений прямых переходов несколько уменьшается с ростом энергии налетающих нейтронов (см.таблицу). В то же время для экспериментальных спектров интегральная величина сечения неупругого рассеяния остается практически постоянной для наиболее жесткого участка спектра и растет с увеличением энергии начальных нейтронов для более мягких участков спектра. По-видимому, этот рост обусловлен главным образом вкладом прямых переходов, не включенных в проведенные расчеты. Подобные переходы частично известны, например из экспериментов по рассеянию протонов на близлежащих изотопах кадмия [11]. Хотя интенсивность каждого из таких переходов заметно ниже интенсивности рассмотренных авторами данной работы коллективных переходов, общее число ожидаемых переходов на неколлективные уровни может быть достаточно большим и их интегральная интенсивность соизмеримой с сечениями анализируемых квадрупольных и октуполь-

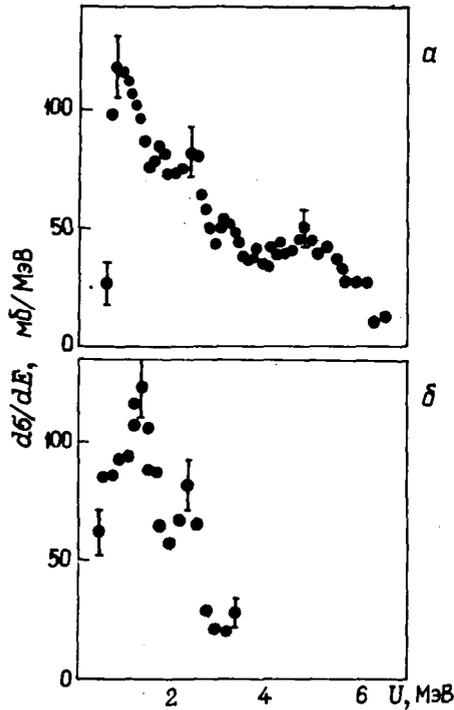


Рис. 3

Рис. 3. Превышение жесткого компонента спектров неупругорассеянных нейтронов (n, n') -реакции над соответствующими спектрами (p, n) -реакции для энергий налетающих нейтронов 8,53 МэВ (а) и 5,34 МэВ (б)

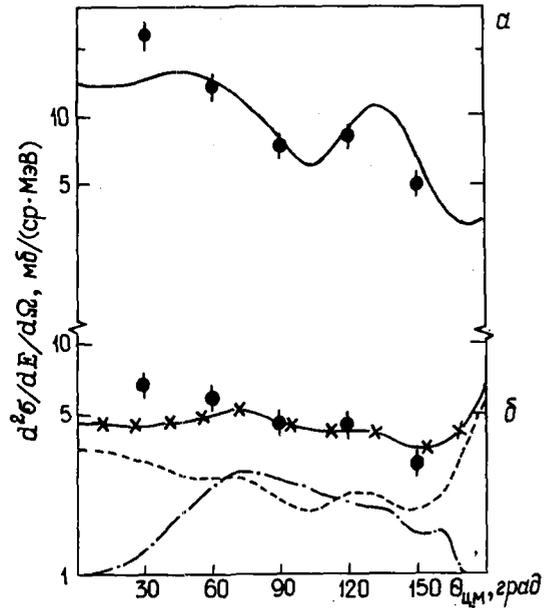


Рис. 4

Рис. 4. Угловые распределения неупругорассеянных нейтронов с начальной энергией 5,34 МэВ и результаты расчетов вклада прямых процессов, соответствующих энергиям возбуждения меньше 1,75 МэВ (а) и $1,75 \leq U \leq 2,75$ МэВ (б): — — — мультиплет $(2^+ \otimes 9/2^+)$; - - - мультиплет $(3^- \otimes 9/2^+)$; - - - - - двухфоновные состояния $(2^+ \otimes 2^+ \otimes 9/2^+)$; -x-x- их сумма

ных коллективных возбуждений. Теоретическое моделирование спектральных характеристик соответствующих переходов в настоящее время можно успешно реализовать для четно-четных околomagических ядер [17], но распространение аналогичного подхода на нечетные ядра является весьма сложной задачей, выходящей за рамки данной работы. Для критической проверки такого моделирования значительный интерес представляли бы исследования с более высоким энергетическим разрешением нейтронных спектров на близлежащих четно-четных ядрах. На основе подобных экспериментов можно было бы более полно проанализировать вклады переходов различной природы, а также лучше понять роль одноступенчатых и многоступенчатых прямых переходов. Кроме того, с помощью подобных данных можно было бы устранить отмеченные выше неоднозначности расчетов, связанные с выбором параметров оптического потенциала.

Подводя итоги проведенного анализа вклада прямых переходов в спектры неупругорассеянных нейтронов на ядре ^{113}In , можно сделать вывод, что в рамках теории прямых реакций удастся удовлетворительно объяснить большую часть наблюдаемого превышения жесткого компонента спектров реакции (n, n') над испарительными спектрами (p, n) -реакции. Таким образом, заключение о доминирующей роли прямых процессов в формировании наблюдаемых "нестатистических" компонентов спектров неупругого рассеяния, сделанное в работах [4,5] на основе феноменологического анализа спектров (n, n') и (p, n) -реакций, получает подтверждение и при более строгом теоретическом анализе сечений прямых переходов. Неизбежным следствием этого является вывод о роли предравновесного механизма испарения жестких частиц. Если такой механизм и существует, то его вклад в спектры неупругого рассеяния нейтронов должен быть значительно ниже, чем вклад, указанный в других работах [2,3]. Справедливость аналогичного заключения для неупругого рассеяния протонов доказана также в работах [17].

Список литературы

1. Austern N. Direct Nuclear Reaction Theories. N.Y.: Wiley-Interscience, 1969.
2. Griffin J.J. Statistical model of intermediate structure.- Phys. Rev. Letters, 1966, v.17, p.478.
3. Kolbach C. Preequilibrium models in general. The Griffin model in particular.- Acta Phys. Slov., 1975, v.25, p.100; Blann M. Annual Rev. Nucl. Sci., 1975, v.25, p.123.
4. Сальников О.А., Ловчихова Г.Н., Симмаков С.П. и др. In: Proc. of IX International Symposium on Interaction of fast Neutron with Nuclei (Gaussing, 1979). Dresden, 1980, p.46.
5. Сальников О.А., Ловчихова Г.Н., Симмаков С.П., Труфанов А.М. Сравнительный анализ механизма реакции $^{113}\text{In}(n,n')^{113}\text{In}$ и $^{113}\text{Cd}(p,n)^{113}\text{In}$, идущих через одинаковые составные ядра.- В кн.: Нейтронная физика (Материалы 5-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 15-19 сентября 1980 г.). М.: ЦНИИатоминформ, 1980, ч.2, с.144.
6. Бор О., Моттельсон Б. Структура атомного ядра. Т.2. М.: Мир, 1977.
7. Baron N., Leonard R.F., Need J.L. e.a. Inelastic alpha-particle excitation in the even tin isotopes.- Phys. Rev., 1966, v.146, p.861; Bingham C.R., Halbert M.L., Quinton A.R. Scattering of 65-Mev alpha-particles from ^{39}Y , ^{92}Zr , ^{96}Zr , ^{116}Sn .- Phys. Rev., 1969, v.180, p.1197; Lutz H.F., Bartolini W., Curtis T.H. Inelastic scattering of 14-Mev protons by the even isotopes of cadmium.- Phys.Rev., 1969, v.178, p.1911; Haouat G. Neutron induced reactions.- In: Proc. of the Second international symposium in Smolenice, June, 1979. Bratislava, Ed.I.Ribansky and E. Betak, 1980, p.333.
8. Stelson P.H., Grodzins L. Nuclear transitions probability $B(E2)$ for $0^+ - 2_1^+$.- Nucl. Data, 1965, v.1, p.21.
9. Brown V.R., Madsen V.A. Core polarisation in inelastic scattering and effective charges.- Phys. Rev., 1975, v.C11, p.1294.
10. Deshalit A. Core excitation in Nondeformed.- Ibid., 1961, v.122, p.1530.
11. Koike M. Elastic and inelastic scattering of 14-Mev protons from ^{111}Cd , ^{112}Cd and ^{113}Cd .- Nucl. Phys., 1967, v.A98, p.209.
12. Lederer C.M., Shirley V. Tables of Isotopes. N.Y.: Wiley Press, 1978.
13. Lagrange Ch., Delaroche J.P.- In: Proc. of International Conference on Neutron Physics and Nuclear Data. Harwell, 1978, p.355.
14. Rapaport J., Mirzaa M., Hadizaden H. e.a. Neutron elastic scattering from $^{116,118,120,122}\text{Sn}$, ^{124}Sn .- Nucl. Phys., 1980, v.A341, p.56.
15. Tamura T. Analyses of the scattering of nuclear particles by collective nuclei in terms of the Coupled - Channel calculation.- Rev. Mod. Phys., 1965, v.37, p.679.
16. Игнатик А.В., Ловчихова Г.Н., Лушев В.П. и др. In:[4], p.44.
17. Блудин А.И., Проняев В.Г. Полумикроскопический анализ вклада прямых процессов в спектры неупругого рассеяния протонов.- Ядерная физика, 1979, т.30, с.1258; см. также [7], с.245.

Статья поступила в редакцию 16 марта 1981 г.

ПАРАМЕТРИЗАЦИЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ СПЕКТРОВ НЕЙТРОНОВ ИЗ (p,n), (n,n')-РЕАКЦИЙ
НА ЯДРАХ ^{115}In , ^{181}Ta

М. И. С в и р и н

PARAMETRIZATION OF NEUTRON EXPERIMENTAL SPECTRA FROM (p,n), (n,n')-REACTIONS ON THE NUCLEI ^{115}In , ^{181}Ta . Analysis of neutron emission spectra is done within the framework of the cascade evaporation model. The contribution of the nonstatistical neutron emission is taken into account the obtained data are compared with the results of ref.

В данной статье предложен метод параметризации экспериментальных спектров эмиссии нейтронов из высоковозбужденных ядер в рамках многокаскадной модели испарения с использованием точных выражений статистической теории Вайскопфа и с учетом вклада неравновесных эффектов.

В расчетах, выполненных для реакции (p,n) на ядре ^{181}Ta , исследовано влияние конкуренции γ -квантов на вероятность излучения нейтрона в каскадах.

Основные положения

Статистическая интерпретация ядерных реакций дана в работе [1]. Следуя концепции составного ядра, дифференциальное сечение реакции $A(a,b)B$ можно записать в виде

$$\frac{d\sigma^{(b)}}{dE} dE = \sigma_a \rho_b(E) dE,$$

где σ_a - сечение образования ядра частицей a; $\rho_b(E)dE$ - вероятность распада составного ядра с испусканием частицы b в диапазоне энергий от E до E + dE. Для описания вероятности вводится понятие дифференциальной ширины канала $d\Gamma_b$, которая может быть найдена с помощью принципа детального баланса

$$d\Gamma_b = \frac{G_b}{2\pi^2} k_b^2(E) \sigma_{inv}^{(b)}(E,U) \frac{\rho_B(U)}{\rho_C(E^*)} dE, \quad (1)$$

a ширина канала

$$\Gamma_b = \int_0^{E_{\text{макс}}^{(b)}} d\Gamma_b.$$

Здесь $G_b = 2s_b + 1$, где s_b - спин частицы b; $k_b(E)$ - волновое число частицы b; $E_{\text{макс}}^{(b)}$

$= \frac{M_A}{m_a + M_A} E_a + V_a - V_b$ - максимальная энергия вылетающей частицы b, где V_a и V_b - энергии связи частиц a и b в составном ядре; $\rho_C(E^*)$, $\rho_B(U)$ - плотности уровней составного (C) и остаточного (B) ядер соответственно при энергиях возбуждения $E^* = E_a + V_a$ и $U = U_{\text{макс}}^{(b)} - E$, где $U_{\text{макс}}^{(b)} = E_{\text{макс}}^{(b)}$; $\sigma_{inv}^{(b)}(E,U)$ - сечение обратной реакции или сечение образования составного ядра, когда конечное ядро (B) при энергии возбуждения U бомбардируется частицей b с энергией E. Сечение $\sigma_{inv}^{(b)}(E,U)$ нельзя непосредственно измерить, но можно предположить, что оно равно примерно $\sigma_{inv}^{(b)}(E,0)$. Для параметризации плотности уровней $\rho(U)$ используется зависимость, полученная в модели ферми-газа [2]:

$$\rho(U) = \text{const}(U^*)^{-N} \exp(2\sqrt{aU^*}), \quad (2)$$

где $U^* = U - \delta$ - эффективная энергия возбуждения ядра; δ - сдвиг энергии, объясняющий четно-нечетные различия в плотности уровней; N равно 5/4, 3/2 или 2 в зависимости от предположений, сделанных при выводе этой формулы; a - параметр плотности уровней, который в модели ферми-газа не зависит от энергии возбуждения.

При расчете $\rho_b(E)dE$ учитывается конкуренция всех открытых каналов реакции

$$\rho_b(E)dE = \frac{d\Gamma_b}{\sum_s \Gamma_s}. \quad (3)$$

Выражение (3) в развернутом виде с учетом формулы (1) имеет вид

$$P_b(E)dE = \frac{G_b k_b^2(E) \sigma_{inv}^{(b)} \rho_B(U)dE}{\sum_S \int_0^{E^{(S)}_{\max}} G_s k_s^2(E') \sigma_{inv}^{(s)} \rho_S(U')dE'} \quad (4)$$

Вероятность распада составного ядра С с образованием остаточного ядра В с энергией возбуждения от U до U+dU имеет аналогичный выражению (4) вид

$$P_B(U)dU = \frac{G_b k_b^2(E) \sigma_{inv}^{(b)} \rho_B(U)dU}{\sum_S \int_0^{U^{(S)}_{\max}} G_s k_s^2(E') \sigma_{inv}^{(s)} \rho_S(U')dU'} \quad (5)$$

В предположении о последовательном или каскадном испускании частиц возбужденным ядром можно записать рекуррентное соотношение для вероятности $P_b^i(E)dE$ излучения частицы b i-го каскада с энергией от E до E+dE:

$$P_b^i(E)dE = \left[\sum_C \int_{E+B_b^i}^{U_{\max}^{(C)}} P_C^{i-1}(U_{i-1}) P_b(E) dU_{i-1} \right] dE \quad (6)$$

Здесь $U_{i-1} = U_i + E + B_b^i$, где B_b^i - энергия связи частицы b i-го каскада в ядре С; U_i - энергия возбуждения остаточного ядра после вылета частицы b i-го каскада с энергией E из ядра С с энергией возбуждения U_{i-1} ; $P_C^{i-1}(U_{i-1})dU_{i-1}$ - вероятность того, что образовавшееся ядро С после излучения частицы (i-1)-го каскада будет иметь энергию возбуждения от U_{i-1} до $U_{i-1}+dU_{i-1}$; $P_b(E)dE$ определяется выражением (4); $U_{\max}^{(C)} = E_a + B_a + \sum_{m=1}^{i-1} B_m$ - максимально возможная энергия возбуждения

ядра с. Дифференциальное и интегральное сечения реакции с испусканием частицы в многокаскадном статистическом процессе испарения определяются выражениями

$$\frac{d\sigma_b^{\text{стат}}}{dE} dE = \sigma_a \sum_{i=1}^N P_b^i(E)dE;$$

$$\sigma_b^{\text{стат}} = \sigma_a \sum_{i=1}^N P_1(b),$$

где N - максимальное число каскадов; $P_1(b) = \int_0^{E_{\max}^{(b)}} P_b^1(E)dE$ - вероятность излучения частицы b i-го каскада.

Экспериментальные данные свидетельствуют о том, что в большинстве случаев ядерные реакции в основном проходят через составные состояния, обладающие статистическими свойствами. Но для некоторой доли продуктов реакции энергии и угловые распределения свидетельствуют о нестатистических процессах распада, которые необходимо учитывать даже при небольшой энергии налетающей частицы.

Для описания жесткого компонента спектров широкое распространение получила экситонная модель предравновесного распада, впервые предложенная в работе [3] и получившая дальнейшее развитие в работах [4,5]. В рамках этой модели можно записать вероятность испускания нуклона x с энергией от E до E+dE:

$$N_x(E)dE = \sum_{\substack{n=n_0 \\ \Delta n = +2}}^{\bar{n}} W_x(E,n) \frac{n D_x dE}{\lambda_+(n,E^*) + \sum_{i=0}^n \int_0^{E-B_i} W_i(E',n)dE'} \quad (7)$$

Здесь $W_x(E, n) dE = \frac{g_x}{2\pi^2 \hbar} \kappa_x^2(E) \sigma_{inv}^{(x)} \frac{\rho_{n-1}(U)}{\rho_n(E^*)} dE$ - спектральная вероятность излучения нуклона в непрерывный спектр с энергией от E до $E+dE$ из возбужденного ядра в n -экситонном состоянии; $\rho_n(E^*) = \frac{g(E^*)^{n-1}}{p! h! (n-1)!}$ - плотность экситонных состояний системы n -квазичастиц с полной энергией возбуждения E^* , где g - плотность одночастичных состояний; p, h - число частиц и дырок в состоянии с n экситонами ($n = p+h$); $\lambda_+ = \frac{2\pi}{\hbar} \langle |M_{эф}|^2 \rangle \frac{E^{3E^*+2}}{p+h+1}$ - скорость внутриядерных переходов из состояния n в состояние $n+2$, где $\langle |M_{эф}|^2 \rangle$ - средний матричный элемент двухчастичного взаимодействия; ρ_x - вероятность появления возбужденных частиц типа x в n -экситонном состоянии; n_0 - первоначальное число экситонов после первого взаимодействия.

При $\lambda_+ \gg \sum_0^{E^*-E_i} W_i(E, n) dE$ и некоторых других предположениях из соотношения (6) следуют выражения, полученные в работах [4, 5]. Для параметризации сечения предравновесного процесса излучения нуклона использовалось выражение

$$\frac{d\sigma_{пред}}{dE} dE = \sigma_{пред} \frac{E \sum_{n=n_0}^{\bar{n}} \left(\frac{U}{E^*}\right)^{n-2} (n-1)n(n+1) dE}{\int_{E'}^{E_{макс}} \sum_{n=n_0}^{\bar{n}} \left(\frac{U'}{E^*}\right)^{n-2} (n-1)n(n+1) dE'} \quad (8)$$

Соотношения, полученные в рамках теории прямых процессов [6-8], также позволяют интерпретировать жесткую часть в практическом анализе спектров. Для параметризации вклада прямого процесса можно воспользоваться выражением

$$\frac{d\sigma_{прям}}{dE} dE = \sigma_{прям} \frac{\left(\frac{E}{E_a}\right)^{1/2} \omega(U) dE}{\int_0^{E_{макс}} \left(\frac{E'}{E_a}\right) \omega(U') dE'} \quad (9)$$

где $\omega(U)$ - средняя плотность прямых переходов при энергии возбуждения U ; E_a - энергия налетающей частицы. Плотность прямых переходов, как показал анализ некоторых экспериментальных данных, пропорциональна U , что соответствует плотности простейших $[\rho_n(U)$ при $n=2$], частично дырочных возбуждений в модели ферми-газа. В общем энергетическая зависимость $\omega(U)$ может быть более сложной $[\omega(U) \sim U^{n-1}, n > 2]$. Для ее исследования достаточно провести анализ спектров нейтронов, где вклад прямого процесса характеризуется непосредственно функцией $\omega(U)$.

Анализ реакций $(p, n), (n, n')$

С учетом вклада нестатистических процессов для параметризации данных по спектрам использовалась формула

$$\frac{d\sigma_n}{dE} = \sigma_{стат} \sum_{i=1}^N P_n^i(E) + \frac{d\sigma_{нестат}}{dE} \quad (10)$$

где $P_n^i(E)$ определяется выражением (6), а $\frac{d\sigma_{нестат}}{dE}$ - соотношением (8) или (9). Экспериментальные данные обрабатывались методом наименьших квадратов. Минимизировалась сумма квадратов отклонений

$$\chi_k^2(a, \sigma_{стат}, \sigma_{нестат}) = \sum_{i=1}^k \frac{d\sigma_n^{эксп}/dE_i - \frac{d\sigma_n}{dE_i}(a, \sigma_{стат}, \sigma_{нестат})}{\theta_i^2} \quad (11)$$

по трем подбираемым параметрам: $a, \sigma_{стат}, \sigma_{нестат}$. Здесь $d\sigma_n^{эксп}/dE_i$ и $d\sigma_n/dE_i$ - экспериментальные и расчетные значения в точках E_i ; θ_i - ошибки экспериментальных значений $d\sigma_n^{эксп}/dE_i$

в точках E_1 . Выражение (10) линейно зависит от $\sigma^{\text{стат}}$ и $\sigma^{\text{нестат}}$, а нелинейно — только от одного параметра a , что позволяет методом простой итерации определить значения параметров, при которых выражение (11) принимает минимальное значение. Следует иметь в виду, что при определенных энергиях возбуждение остаточных ядер, образовавшихся после излучения нуклонов в результате нестатистического механизма распада, может оказаться достаточным для образования каскадов нейтронов, вклад которых необходимо учитывать. В первом приближении определялись оптимальные параметры без учета этого вклада, а затем уточнялись с учетом такого вклада в последующих приближениях. На рис.1 приведен пример поведения χ_k^2/k в зависимости от значений подбираемого параметра a в первом (кривая 1), во втором (кривая 2) и в третьем (кривая 3) приближениях при анализе спектра нейтронов реакции $^{181}\text{Ta}(p,n)$ для $E_p = 23$ МэВ с учетом вклада нестатистических нейтронов в виде выражения (9) с $\omega(U) \sim U^2$. Здесь для каждого из испытываемых значений a χ_k^2/k минимизировано по линейным параметрам $\sigma^{\text{стат}}$ и $\sigma^{\text{нестат}}$.

Алгоритм расчета многокаскадных спектров и нахождения оптимальных параметров был реализован на ЭВМ БЭСМ-6. В выражениях (4)–(6) учитывалась конкуренция каналов с испусканием нейтронов, протонов и γ -квантов. Сечения обратных реакций для нуклонов вычислялись по оптической модели [9]. Сечение обратной реакции для γ -квантов (в барнах) определялось по формуле П. Акселя [10]

$$\sigma_{\gamma} = \frac{0,013A}{\Gamma_R} \frac{E^2 \Gamma_R^2}{(E^2 - E_R^2)^2 + E^2 \Gamma_R^2}$$

с параметрами гигантского резонанса $\Gamma_R = 5$ МэВ, $E_R = 80/A^{1/3}$ МэВ.

Влияние конкуренции γ -квантов на вероятность излучения нейтронов в каскадах исследовалось на примере реакции $^{181}\text{Ta}(p,n)$ при возбуждениях выше порога реакции ($p, 3n$). Вычислялись вероятности $P_i(n, \gamma)$ и $P_i(n)$ вылета нейтрона для каждого каскада соответственно с учетом конкуренции γ -квантов и без учета этой конкуренции. На рис.2 приведено отношение $\beta = P_i(n, \gamma)/P_i(n)$ для трех каскадов в зависимости от энергии падающих протонов выше порога реакции ($p, 3n$). Видно, что конкуренция γ -квантов существенно влияет на выход нейтронов в околпороговой области в последнем каскаде (что отмечалось и в работе [11]) и её влияние заметно уменьшается вдали от порога.

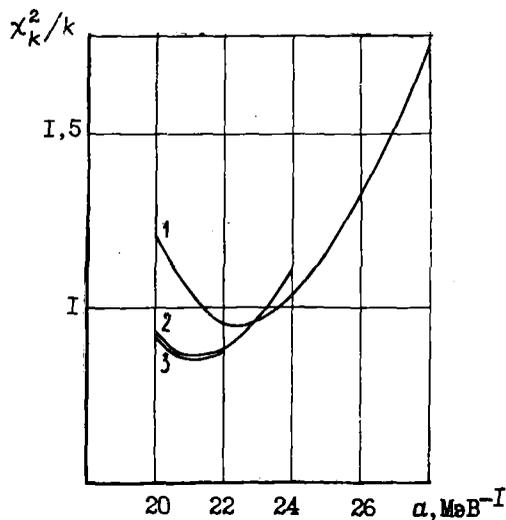


Рис.1. Зависимость χ_k^2/k от подбираемого параметра a при анализе спектра нейтронов реакции $^{181}\text{Ta}(p,n)$ при энергии протона $E_p = 23$ МэВ с учетом нестатистического вклада в виде выражения (9) с $\omega(U) \sim U^2$

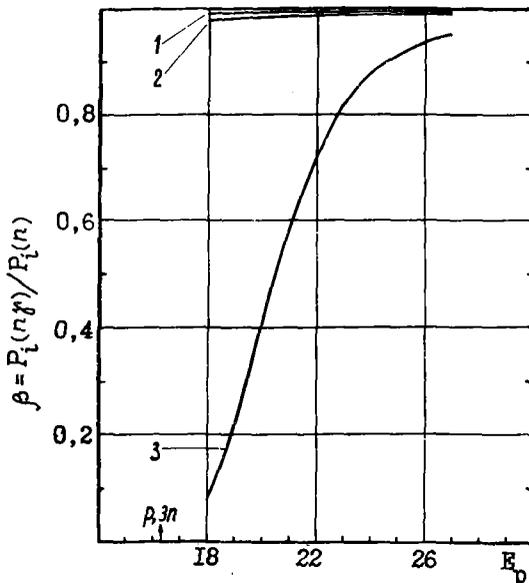


Рис.2. Отношение $\beta = P_i(n, \gamma)/P_i(n)$ для первого (кривая 1), второго (кривая 2) и третьего (кривая 3) каскадов при энергиях протонов E_p выше порога реакции $^{181}\text{Ta}(p, 3n)$

Результаты анализа экспериментальных спектров нейтронов, измеренных в реакциях (n, n') , (p, n) на ядрах ^{115}In и ^{181}Ta при E_n , равных 14,4 [12], 18 [13] и 23 МэВ [14], в рамках модели последовательного испарения с учетом вклада нейтронов от нестатистического распада в виде выражений (8), (9), представлены в табл. I, 2. Сравнительно высокие ошибки используемых экспериментальных данных (n, n') -реакций в жестких частях спектров затрудняют выбор конкретных форм нестатистического вклада согласно критерию χ^2 . Распределения (8) с $n_0 = 5$ и (9) с $\omega(U) \sim U^3$ предпочтительнее при описании спектра реакции $^{115}\text{In}(p, n)$, а с $n_0 = 4$ и $\omega(U) \sim U^2$ - соответственно при описании спектра реакции $^{181}\text{Ta}(p, n)$ для $E_p = 18$ МэВ. Если считать, что параметры плотности уровней соседних ядер практически равны, то при $H = 5/4$ в формуле (2), как видно из табл. I, 2, значения параметра a (n, n') -реакций ниже значений a (p, n) -реакций. Анализ экспериментальных спектров (n, n') -реакций с $H = 2$ приводит к согласию получаемых значений a с данными (p, n) -реакций для $H = 5/4$ и резонансными значениями [15, 16]. Значения параметра a из анализа спектров (n, n') - и (p, n) -реакций на ^{181}Ta оказались достаточно близкими к значению $19,99 \text{ МэВ}^{-1}$, определенному в работе [17] по известному значению D_0 и числу низколежащих уровней $N_0 = 17$ до энергии возбуждения $0,78 \text{ МэВ}$.

Таблица I

Результаты анализа экспериментальных спектров нейтронов на ^{145}In

Вид нестатистического распределения	Реакция (n, n') при $E_n = 14,4 \text{ МэВ}$				Реакция (p, n) при $E_p = 18,3 \text{ МэВ}, H = 5/4$		$a_{\text{рез}}$ [15, 16]
	$H = 5/4$		$H = 2$		χ_k^2/k ($k=57$)	a	
	χ_k^2/k ($k=42$)	a	χ_k^2/k ($k=42$)	a			
Выражение (8) с $n_0=3$	0,61	11,4	0,40	15,1 ($\alpha=0,34$)	2,77	12,3	15,78 $\pm 0,50$ 0,37
То же с $n_0=4$	0,91	12,4	0,66	15,4	1,16	14,5	
То же с $n_0=5$	1,23	11,9	0,97	15,6	0,77	16,5 ($\alpha=0,148$)	
Выражение (9) с $\omega(U) \sim U$	0,49	11,0	0,41	14,5 ($\alpha=0,27$)	3,26	11,5	
То же с $\omega(U) \sim U^2$	0,80	11,3	0,56	15	1,32	13,8	
То же с $\omega(U) \sim U^3$	1,15	11,3	0,88	15,1	0,73	16 ($\alpha=0,141$)	

Таблица 2

Результаты анализа экспериментальных спектров нейтронов на ^{181}Ta

Вид нестатистического распределения	Реакция (n, n') при $E_n = 14,4 \text{ МэВ}$				Реакция (p, n) при $H = 5/4$				$a_{\text{рез}}$ [15, 16]
	$H = 5/4$		$H = 2$		$E_p = 18 \text{ МэВ}$		$E_p = 23 \text{ МэВ}$		
	χ_k^2/k ($k=41$)	a	χ_k^2/k ($k=41$)	a	χ_k^2/k ($k=57$)	a	χ_k^2/k ($k=68$)	a	
Выражение (8) с $n_0=3$	0,15	16,5	0,22	19,4	0,94	18,8	0,76	22,1	21,18 $+ 1,21$ $- 1,17$
То же с $n_0=4$	0,28	16,9	0,23	19,9 ($\alpha=0,251$)	0,65	20,6	0,67	22,8	
То же с $n_0=5$	0,84	17,5	0,73	20,6	1,43	21,8	0,61	24,1	
Выражение (9) с $\omega(U) \sim U$	0,55	15,5	0,84	18,3	1,43	17,3	1,16	19,9	
То же с $\omega(U) \sim U^2$	0,17	16,4	0,21	19,1 ($\alpha=0,215$)	0,5	19,8 ($\alpha=0,112$)	0,85	21,3 ($\alpha=0,148$)	
То же с $\omega(U) \sim U^3$	0,64	17	0,55	19,9	1,24	21,1	0,66	22,5	

* Значение $a_{\text{рез}}$ приведено для ближайшего атомного числа.

В работе [19] исследовались спектры нейтронов в реакции (p,n) на некоторых элементах, в частности ^{115}In , ^{181}Ta при $E_p = 22,2$ МэВ. Информация о параметре плотности уровней получена на основе анализа спектров нейтронов, оставшихся после вычитания из экспериментальных спектров асимметричного компонента, в рамках статистической теории равновесного распада. Указанные спектры описывались формулой Лекутера [18]

$$N(E)dE = \text{const } \sigma_{\text{inv}} E^{5/11} \exp\left(-\frac{12 E}{11 T}\right).$$

Значения параметра плотности уровней по модели ферми-газа определялись по известным формулам

$$a = \left(\frac{1}{T} + \frac{5}{4 \langle U \rangle}\right)^2 \langle U \rangle \quad \text{для } H=5/4; \quad a' = \left(\frac{1}{T} + \frac{2}{\langle U \rangle}\right)^2 \langle U \rangle \quad \text{для } H=2,$$

где $\langle U \rangle = E_p + E_n - E - \delta$.

В работе [19] получены следующие результаты анализа экспериментальных спектров: для реакции $^{115}\text{In}(p,n)$ параметры $a=12,7 \pm 0,3$, $a'=14 \pm 0,33$; для реакции $^{181}\text{Ta}(p,n)$ параметры $a=20,01 \pm 0,63$, $a'=21,6 \pm 0,68$.

Такое упрощенное описание многокаскадных спектров приводит к согласию полученных значений параметров a с результатами данной работы и резонансными данными.

На рис.3 и 4 представлены экспериментальные спектры с учетом неравновесного вклада в виде выражения (9), где $\omega(U) \sim U^2$ для $^{181}\text{Ta}(p,n)$ и $^{181}\text{Ta}(n,n')$, $\omega(U) \sim U^3$ для $^{115}\text{In}(p,n)$ и $\omega(U) \sim U, U^2, U^3$ для $^{115}\text{In}(n,n')$.

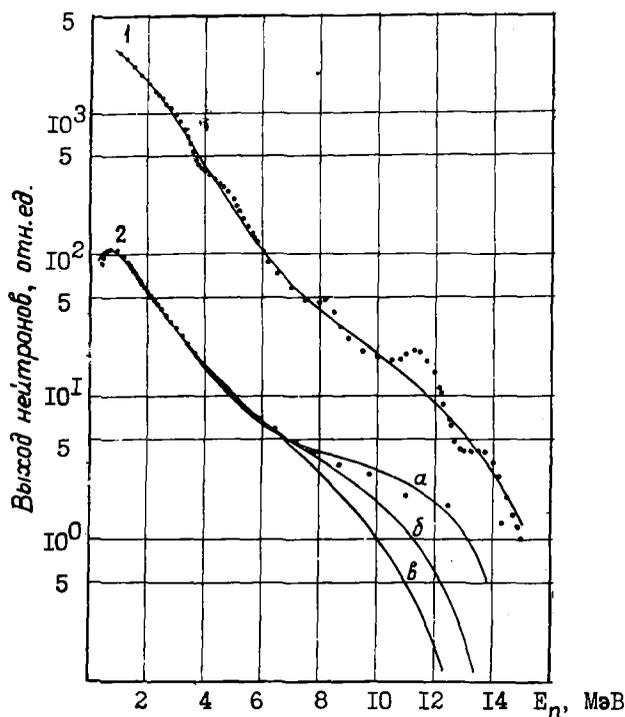


Рис.3

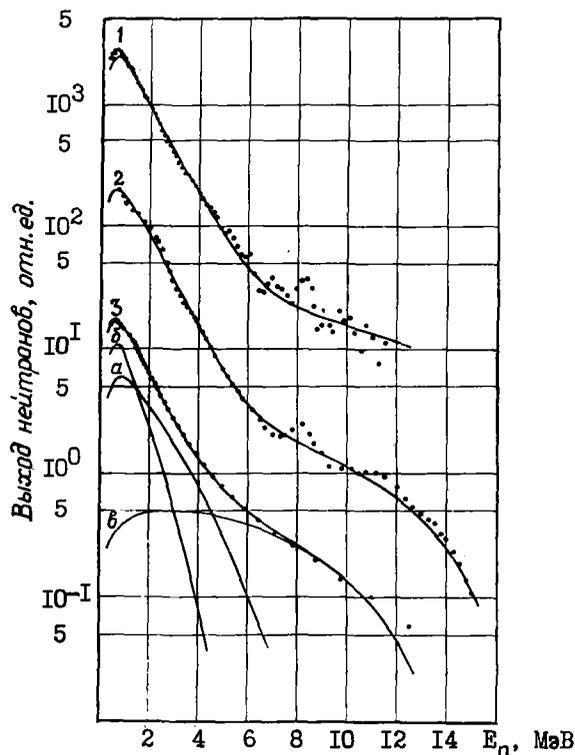


Рис.4

Рис.3. Спектры нейтронов (•) реакций (p,n) и (n,n') на ядре ^{115}In при энергиях $E_p=18,3$ МэВ (кривая 1), $E_p=14,4$ МэВ (кривая 2) и их параметризация с учетом вклада нестатистической эмиссии в виде выражения (9) с $\omega(U) \sim U^3$ для (p,n)-спектра, а также для (n,n')-спектра с $\omega(U) \sim U$ (а), $\omega(U) \sim U^2$ (б), $\omega(U) \sim U^3$ (в)

Рис.4. Спектры нейтронов (•) реакций (p,n) и (n,n') на ядре ^{181}Ta при энергиях $E_p=23$ МэВ (кривая 1), $E_p=18$ МэВ (кривая 2), $E_p=14,4$ МэВ (кривая 3) и их параметризация с учетом вклада нестатистической эмиссии в виде выражения (9) с $\omega(U) \sim U^2$. Для спектра 3: а, б - спектры первого и второго нейтронов, в - вклад нестатистической эмиссии

Доля нестатистических нейтронов в первом каскаде определяется соотношением

$$\alpha = \frac{\sigma_{\text{нестат}}}{\sigma_{\text{нестат}} + \sigma_{\text{стат}} p_1}$$

В табл. I и 2 для некоторых форм неравновесной части приведены значения α . Соотношения испарительной модели, использованные для анализа экспериментальных распределений, не являются достаточно точными, так как в них не учитываются законы сохранения момента количества движения и четности в ядерной реакции. Расчет сечений для многокаскадных реакций в рамках теории Хаузера - Фешбаха [20], в которой учитываются указанные законы, является сложной задачей, для решения которой требуется ЭВМ с высоким быстродействием. В работах [21, 22] проведен сравнительный анализ расчетов первого каскада реакций по испарительной модели и по теории Хаузера - Фешбаха. Оказалось, что переход к приближенным формулам испарительной модели в области непрерывного спектра энергий испускаемых частиц приводит к меньшей неопределенности, чем ошибка, вызванная неточным знанием параметра плотности уровней. Такой же вывод был сделан в работе [23].

Из изложенного выше можно сделать следующие выводы:

1. Параметры плотности ядерных уровней, определенные путем анализа спектров эмиссии нейтронов, находятся в согласии с данными по нейтронным резонансам [15, 16] и результатами работы [17], если в формуле (2) принять $H = 5/4$ для (p, n) -реакций и $H = 2$ для (n, n') -реакций.

2. Выбор конкретной формы нестатистического вклада (8) или (9) затруднителен из-за недостаточной точности экспериментальных данных.

3. Следует провести сравнение расчетов многокаскадных спектров по теории Хаузера - Фешбаха с расчетами по испарительной модели Вайскопфа, чтобы установить степень согласия этих подходов при описании экспериментальных распределений нейтронов.

Список литературы

1. Блатт Дж., Вайскопф В. Теоретическая ядерная физика. М.: Изд-во иностр. лит., 1954.
2. Бор О., Моттельсон Б. Структура атомного ядра. Т. I. М.: Мир, 1971.
3. Griffin J.J. Phys. Rev. Letters, 1966, v.17, p.478.
4. Williams F.C. Phys. Letters, 1970, v.31B, N 4, p.184.
5. Blann M. Phys. Rev. Letters, 1970, v.21, N 18, p.1357.
6. Salnikov O.A., Lukyanov A.A. Direct Interactions in Neutron Inelastic Scattering Spectra. - In: Proc. of Internat. Conf. on Interactions of Neutrons with Nuclei. V.2. Technical Information Centre ERDA, 1976, p.1311.
7. Лукьянов А.А., Сапрыкин Е.М. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1975, вып.19, с.143.
8. Лукьянов А.А. Структура нейтронных сечений. М.: Атомиздат, 1978.
9. Бычков В.М., Пашенко А.Б., Пляскин В.И. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1980, вып.4(39), с.40.
10. Axel P. Phys. Rev., 1962, v.126, p.671.
11. Бычков В.М., Манохин В.Н., Пашенко А.Б., Пляскин В.И. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1979, вып.1(32), с.27.
12. Сальников О.А., Ануфриенко В.Б., Девкин Б.В. и др. Там же, 1974, вып.15, с.129.
13. Verbinski V.V., Burgess W.R. Phys. Rev., 1969, v.177, p.1671.
14. Свиригин М.И., Казанский С.А., Матусевич Е.С., Прохоров С.С. Ядерная физика, 1978, т.28, с.286.
15. Gilbert A., Cameron A.G.W. Can J. Phys., 1965, v.43, p.1446.
16. Baba H. Nucl. Phys., 1970, v.A159, p.625.
17. Dilg W., Schantl W., Vonach H. e.a. Nucl. Phys., 1973, v.A217, p.269.
18. Le Couteur K.J., Lang D.W. Ibid., 1959, v.13, p.32.
19. Биржков Н.С., Журавлев Б.В., Руденко А.П. и др. Ядерная физика, 1980, т.31, вып.3, с.561.
20. Hauser W., Feshbach H. Phys. Rev., 1952, v.87, p.366.
21. Бычков В.М., Пашенко А.Б. Препринт ФЭИ-699. Обнинск, 1976.

22. Бичков В.М., Пляскин В.И. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1976, вып.23, с.20.
23. Hansen L.F., Grimes S.M., Howerton R.J., Anderson J.D. Nucl. Sci. and Engng, 1976, v.61, p.201.

Статья поступила в редакцию 2 марта 1981 г.

УДК 539. I72.4

ОЦЕНКА СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ $(n, 2n)$, $(n, 3n)$ ДЛЯ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР
С УЧЕТОМ НЕРАВНОВЕСНЫХ ПРОЦЕССОВ

В.М.Бичков, В.И.Пляскин, Э.Ф.Тошинская

EVALUATION OF THE $(n, 2n)$, $(n, 3n)$ CROSS-SECTIONS ON HEAVY NUCLEI WITH ACCOUNT OF NONEQUILIBRIUM PROCESSES. A method for evaluation of the $(n, 2n)$, $(n, 3n)$ excitation functions on heavy nuclei has been done in the initial neutrons energy range up to the $(n, 4n)$ -reaction threshold. Formulas are given for the absolute cross-sections calculation, with are deduced from the simple variants of the statistical and exciton models. The fission channel is described by the systematics of experimental values Γ_n/Γ_f . An evaluation of the $(n, 2n)$ and $(n, 3n)$ cross-sections has been done for 20 fissionable isotopes. The results have been compared with of the evaluations.

Проблема переработки ядерного горючего для внешнего топливного цикла реакторов, а также другие проблемы ядерной энергетики требуют знания сечений реакций $(n, 2n)$, $(n, 3n)$ на делящихся изотопах. Экспериментальное изучение этих реакций - задача очень сложная. Поэтому для оценки функций возбуждения таких реакций практически по всем делящимся ядрам (за исключением ^{238}U и ^{232}Th) имеющейся экспериментальной информации недостаточно.

Основная трудность теоретического предсказания сечений, представляющих интерес, состоит в правильном учете конкуренции деления. В большинстве работ эта трудность устраняется привязкой расчета к экспериментальным данным путем вариации параметров используемых теоретических моделей. По-видимому, этим объясняется тот факт, что предсказания различных методик [1-6], совпадая при описании экспериментальных данных по ядру ^{238}U , в случае отсутствия экспериментальной информации по другим ядрам значительно расходятся.

Важным условием адекватного описания сечений делящихся ядер является также учет эмиссии нейтронов в результате прямых и предравновесных процессов. Этот процесс подробно обсуждался при анализе спектров неупругого рассеяния нейтронов ядром ^{238}U [7].

В настоящей работе для оценки функций возбуждения реакций $(n, 2n)$, $(n, 3n)$ использована методика теоретического расчета [8], основанного на применении упрощенных вариантов статистической и экситонной моделей. Методика дает возможность достаточно просто рассчитать абсолютные значения сечений для ядер с относительной атомной массой $A \geq 100$ без привязки к экспериментальным данным по реакциям $(n, 2n)$, $(n, 3n)$. Предложенный способ расчета применен для оценки функций возбуждения указанных реакций для 20 делящихся изотопов. Проведено сравнение с результатами других оценок и показана важность учета неравновесных процессов в нейтронном канале.

Вывод формул и описание методики расчетов. Как показано в работе [9], спектры эмиссии нейтронов и сечения реакции $(n, 2n)$ для неделящихся ядер с хорошей точностью описываются в рамках статистической теории ядерных реакций и экситонной модели предравновесного распада. Это выполняется для широкого диапазона масс ядер и энергий налетающих нейтронов с единым набором параметров моделей.

Для расчета сечений реакций $(n, 2n)$, $(n, 3n)$ на тяжелых ядрах ($A \geq 100$), в которых эмиссия заряженных частиц можно пренебречь, соотношения, применявшиеся в работе [9], можно существенно упростить. По-прежнему будем разделять равновесный и неравновесный механизм ядерной реакции. К неравновесному процессу отнесем все взаимодействия, не приводящие к равновесной стадии компаунд-ядра. Интегральный вклад таких процессов достаточно хорошо описывается экситонной моделью предравновесного распада [10]. Считая, что компаундные и неравновесные процессы значительно разнесены во времени (поэтому независимы), сечение ядерной реакции можно записать как сумму равновесного и предравновесного компонентов:

$$\sigma_{n,2n}(E_n) = \sigma_{n,2n}^{eq}(E_n) + \sigma_{n,2n}^{pze}(E_n), \quad (1)$$

где E_n - энергия падающего нейтрона; $\sigma_{n,2n}^{eq,pze}$ - равновесный и предравновесный компоненты сечения реакции $(n, 2n)$.

Под предравновесным компонентом реакции $(n, 2n)$ понимается вероятность такого процесса, когда неупругое рассеяние падающего на ядро-мишень нейтрона происходит в результате прямого взаимодействия, а второй нейтрон испаряется из остаточного ядра, находящегося в термодинамическом равновесии. Этот компонент можно оценить, просуммировав все случаи предравновесной эмиссии нейтронов, после которых энергетически возможен вылет второго нейтрона:

$$\sigma_{n,2n}^{pze}(E_n) = \sigma_a(E_n) \int_0^{E_n+Q_{2n}} P^{pze}(E_n, E) dE, \quad (2)$$

где Q_{2n} - энергия реакции $(n, 2n)$; $\sigma_a(E_n)$ - сечение поглощения нейтрона; $P^{pze}(E_n, E) dE$ - вероятность предравновесной эмиссии нейтрона с энергией от E до $E + dE$.

Аппроксимируя форму спектра предравновесной эмиссии прямоугольником, упростим формулу (2):

$$\sigma_{n,2n}^{pze}(E_n) \approx \sigma_a(E_n) P^{pze}(E_n)(E_n + Q_{2n}). \quad (3)$$

Равновесный компонент сечения запишем с учетом эффективного уменьшения вероятности образования компаунд-ядра в результате предравновесного распада. Используем приближение постоянной температуры и постоянства сечения обратной реакции для нейтрона:

$$\sigma_{n,2n}^{eq}(2n) = \sigma_a(E_n) \left[1 - P^{pze}(E_n) E_n \right] \frac{1}{T_1^2} \int_0^{E_n+Q_{2n}} E \exp(-E/T_1) dE. \quad (4)$$

Здесь T_1 - термодинамическая температура ядра, связанная с параметром плотности уровней в модели ферми-газа соотношением $T_1 \approx \sqrt{\frac{E_n}{\alpha}}$, где α - параметр плотности уровней в модели ферми-газа.

Формулы (3), (4) справедливы при энергии нейтрона ниже порога реакции $(n, 3n)$. Равновесный и предравновесный компоненты сечения реакции $(n, 3n)$ записываются следующими образом:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{n,3n}^{eq}(E_n) &= \sigma_a(E_n) \left[1 - P^{pze}(E_n) E_n \right] \frac{1}{T_1^2} \int_0^{E_n+Q_{3n}} E_1 \exp\left(-\frac{E_1}{T_1}\right) \frac{\int_0^{E_n+Q_{3n}-E_1} E_2 \exp(-E_2/T_2) dE_2}{\int_0^{E_n+Q_{2n}-E_1} E_2 \exp(-E_2/T_2) dE_2} dE_1; \\ \sigma_{n,3n}^{pze}(E_n) &= \sigma_a(E_n) P^{pze}(E_n)(E_n + Q_{3n}) \frac{\int_0^{E_n+Q_{3n}} E_2 \exp(-E_2/T_2) dE_2}{\int_0^{E_n+Q_{2n}} E_2 \exp(-E_2/T_2) dE_2}, \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

где Q_{3n} - энергия реакции $(n, 3n)$; $T_2 = T_1 \sqrt{1 + Q_{2n}/E_n}$.

Формулы (5) справедливы до энергии порога реакции $(n, 4n)$. При энергии нейтрона $E_n > Q_{3n}$ сечение реакции $(n, 2n)$, определенное выше, следует представить как $\sigma'_{n,2n}(E_n > Q_{3n}) = \sigma_{n,2n}(E_n) - \sigma_{n,3n}(E_n)$. Чтобы правильно описать сечение реакции $(n, 2n)$ вблизи порога, на тяжелых ядрах необходимо учитывать конкуренцию γ -квантов из реакции $(n, n'\gamma)$ [9]. В настоящей работе эффект конкуренции γ -квантов учитывался приближенно, путем эффективного увеличения порога реакции

$$E_{\text{пор}} = -Q_{2n} + \Delta Q. \quad (6)$$

Здесь сдвиг порога реакции ΔQ (в мегаэлектронвольтах) вычислялся по полуэмпирической формуле

$$\Delta Q = \frac{T^2}{4S_n} \left[\ln \frac{\sigma_a A \exp(-2S_n/T) 10^8}{4S_n^2} \right]^2, \quad (7)$$

где S_n - энергия отделения второго нейтрона ($S_n = -Q_{2n}$); $T = \sqrt{\frac{10E_n}{A}}$ - ядерная температура при энергии возбуждения E_n ; σ_a - сечение поглощения нейтрона (в барнах), которое аппроксимировалось простым выражением $\sigma_a = (1 + 7,5 \cdot A \cdot 10^{-3})$.

Анализ формулы (7) показывает, что сдвиг порога реакции уменьшается с увеличением энергии нейтрона и увеличивается с ростом значений A и S_n . Влияние поправки на конкуренцию γ -квантов вблизи порога реакции $^{197}\text{Au}(n, 2n)^{196}\text{Au}$ видно из рис. 1.

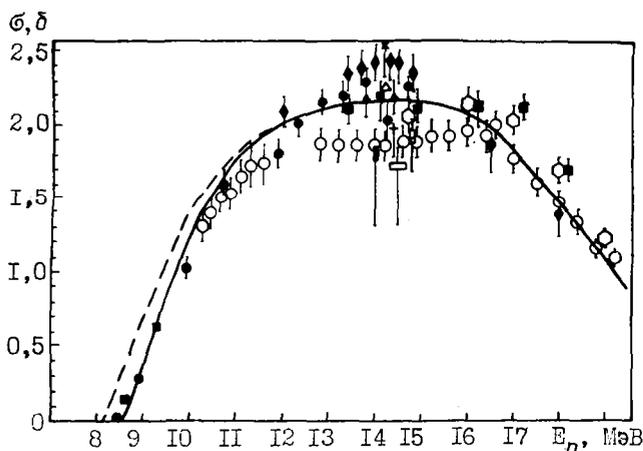


Рис. 1. Функция возбуждения реакции $^{197}\text{Au}(n, 2n)^{196}\text{Au}$, вычисленная в данной работе (сплошная кривая), по сравнению с имеющимися экспериментальными данными разных авторов (точки). Пунктирная кривая - вариант расчета, не учитывающий конкуренции γ -квантов

Учет конкуренции канала деления для делящихся ядер можно выполнить с помощью известных из эксперимента отношений нейтронной и делительной ширин Γ_n/Γ_f . Для проверки правильности учета делительного канала полезно вычислить также сечение деления. Запишем соотношения для сечений реакций (n, f) , (n, nf) и $(n, 2nf)$, считая, что деление происходит только из равновесного состояния компаунд-ядра:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{n,f}(E_n) &= [\sigma_a(E_n) - \sigma_a(E_n)P^{pze}(E_n)E_n] K_{A+1}; \\ \sigma_{n,nf}(E_n) &= [\sigma_a(E_n) - \sigma_{nf}(E_n) - \sigma_a(E_n)P^{pze}(E_n)E_n K_A^f] K_A [1 - \exp(-\gamma_A)]; \\ \sigma_{n,2nf}(E_n) &= [\sigma_a(E_n) - \sigma_{nf}(E_n) - \sigma_{nnf}(E_n) - \sigma_a(E_n)P^{pze}(E_n)E_n K_{A-1}^f] K_{A-1} [1 - \exp(-\gamma_{A-1})], \end{aligned} \right\} (8)$$

где K_A^f - коэффициент, определяющий долю случаев предравновесной эмиссии, после которых деление ядра A энергетически невозможно; $K_A = \frac{1}{1 + (\Gamma_n/\Gamma_f)_A}$ - вероятность деления ядра A . Множитель

$[1 - \exp(-\gamma_A)]$ введен для описания пороговой зависимости сечения деления; $\gamma_A = (E_n - B_A^f)C$, где B_A^f - энергетический порог деления ядра A , C - коэффициент диффузии. Порог деления находится по полуэмпирическим формулам работы [11]. Для реакций (n, nf) и $(n, 2nf)$ величина B_A^f возрастает соответственно на T_n и $2T_n$, где T_n - температура испускаемых перед делением нейтронов. Предпо-

лагается, что отношение Γ_n/Γ_f слабо зависит от энергии возбуждения ядра. Считая это отношение постоянным для данного ядра, на основе соотношений (1) - (5) можно получить следующие аналитические формулы для расчета сечений реакций $(n, 2n)$ и $(n, 3n)$ с учетом канала деления:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{n,2n}(E_n) &= \sigma_\alpha(E_n) F_1 \left\{ B_2 P^{pze}(E_n) + \left[1 - P^{pze}(E_n) E_n - \frac{\sigma_{nf}(E_n)}{\sigma_\alpha(E_n)} \right] \times \right. \\ &\quad \left. \times \left[1 - (1 + B_2/T_1) \exp(-B_2/T_1) \right] \right\} - \sigma_{n,2nf} - \sigma_{n,3n}; \\ \sigma_{n,3n} &= \sigma_\alpha(E_n) F_2 A_1 \frac{A_2 - A_3}{A_2}; \\ A_1 &= B_3 P^{pze}(E_n) + \left[1 - P^{pze}(E_n) E_n - \frac{\sigma_{nf}(E_n)}{\sigma_\alpha} - \frac{\sigma_{n,nf}(E_n)}{\sigma_\alpha} \right] \left[1 - (1 + B_3/T_1) \exp(-B_3/T_1) \right]; \\ A_2 &= 1 - (B_3/T_1 + 1) \exp(-B_3/T_1); \\ A_3 &= (T_3/T_1)^2 \exp(-B_3/T_1) \left\langle (B_3/T_2 + 1) \left[(B_3/T_3 - 1) \exp(B_3/T_3) + 1 \right] - \right. \\ &\quad \left. - \left[\frac{B_3}{T_3} \frac{B_3}{T_2} - 2 \frac{T_3}{T_2} (B_3/T_3 - 1) \right] \exp(B_3/T_3) - 2 \frac{T_3}{T_2} \right\rangle. \end{aligned} \right\} (9)$$

Здесь B_2 и B_3 - пороги реакций $(n, 2n)$ и $(n, 3n)$ соответственно; $T_3 = (T_1 - T_2)/T_1 T_2$; $F_1 = \beta_1/(1 + \beta_1)$; $F_2 = \beta_2/(1 + \beta_2)$; $\beta_1 = (\Gamma_n/\Gamma_f)_A$, $\beta_2 = (\Gamma_n/\Gamma_f)_{A-1}$. Величину $P^{pze}(E_n)$ можно аппроксимировать выражением $[8] P^{pze}(E_n) = 5 \cdot 10^{-2} \sigma_\alpha/A E_0 (E_n/E_0)^2$, где $E_0 = E_n + S_n$ - энергии возбуждения составного ядра.

Таким образом, для расчета сечений реакций $(n, 2n)$ и $(n, 3n)$ по формулам (9) и сечений реакций (n, f) (n, nf) и $(n, 2nf)$ по формулам (8) нужно знать только три параметра: сечение поглощения нейтрона $\sigma_\alpha(E_n)$, параметр плотности уровней α и отношение Γ_n/Γ_f для ядер $A+1$, A и $A-1$. В качестве этих параметров могут быть использованы экспериментальные данные, полученные в независимых измерениях, или теоретические оценки. Следовательно, формулы (8), (9) могут применяться и для предсказания сечений при отсутствии экспериментальных данных по реакциям (n, f) и $(n, 2n)$. Хотя перечисленные параметры могут выбираться индивидуально для каждого ядра, для массовых расчетов целесообразно воспользоваться их систематиками. В настоящей работе для расчетов использовали следующие систематики параметров:

1. Сечение поглощения нейтронов (в миллибарнах) аппроксимировалось формулой $\sigma_\alpha = (1000 + 7,5A)$. Вычисления по этой формуле хорошо согласуются с расчетами по оптической модели.

2. Параметр плотности уровней выбран из условия наилучшего описания функций возбуждения реакций $(n, 2n)$ и $(n, 3n)$ в широком диапазоне ядер ($100 \leq A \leq 200$) и определяется из соотношения

$$\alpha = \frac{A}{12} - \frac{400}{36 + (A - 208)^2}.$$

Второй член этой формулы введен для описания резкого уменьшения параметра α в районе ядер, близких к дважды магическому ядру свинца. Такая зависимость хорошо согласуется с систематикой параметра плотности уровней, учитывающей влияние коллективных эффектов на тяжелых ядрах [12].

3. Параметры Γ_n/Γ_f взяты из систематик работы [13], где использованы как экспериментальные, так и расчетные величины, соответствующие энергии падающих нейтронов 3-4 МэВ, или энергии возбуждения составного ядра 8-10 МэВ. Отношение ширины предполагалось независимым от энергии возбуждения и аппроксимировалось экспоненциальной функцией параметра делимости Z^2/A :

$$\Gamma_n/\Gamma_f = \exp[-\alpha(Z^2/A - \beta)]. \quad (10)$$

Значения коэффициентов α и β для различных элементов приведены в табл. I.

Таблица I

Параметры зависимости (10) отношения нейтронной и делительной ширины для различных изотопов

Изотоп	Параметр		Изотоп	Параметр	
	α	β		α	β
^{91}Pa	4,12	35,82	^{94}Pu	2,0	36,6
^{92}U	2,37	36	^{95}Am	1,47	37
^{93}Np	2,44	36,34	^{96}Cm	1,12	37,3

энергии, связанную с перестройкой оболочечной структуры ядра. Следует отметить, однако, что эти эффекты могут быть достаточно просто учтены в данном случае путем задания каждому ядру соответствующего значения Γ_n/Γ_f . Используемая в настоящей работе методика позволяет учесть и энергетическую зависимость Γ_n/Γ_f , что приведет к более сложным выражениям для сечений, которые должны будут определяться численными методами.

Обсуждение результатов расчета. Для расчета сечений по приведенным выше соотношениям была написана программа SIMPL на языке ФОРТРАН-IV. Вариант расчета по этой программе сечения реакции $^{197}\text{Au}(n,2n)^{196}\text{Au}$ вместе с имеющимися экспериментальными данными приведен на рис. I. Пунктирной кривой обозначен расчет, не учитывающий конкуренции γ -квантов [$\Delta Q=0$ по формуле (6)]. Сравнение расчетов с экспериментальными данными для ядер с $100 \leq A \leq 200$ показывает, что точность предсказания сечения реакции $(n,2n)$ по данной методике не менее 15%.

Учет канала деления уменьшает точность предсказания сечения $(n,2n)$, которая оценивается не менее 30% для ядер с параметром делимости $\Gamma_f/(\Gamma_n + \Gamma_f) \leq 0,5$; для изотопов с большим параметром делимости точность предсказания уменьшается. Для контроля надежности оценок целесообразно сравнить расчетные сечения деления с экспериментальными. Как видно из рис. 2, согласие расчета с оценкой библиотеки ENDF/B [14], основанной на экспериментальных данных, в среднем не менее 10%. Монотонное уменьшение парциального вклада (n,f) объясняется влиянием предравновесной эмиссии. На рис. 3 приведены функции возбуждения реакций $(n,2n)$ и $(n,3n)$ для изотопов ^{232}Th и ^{238}U . Сечения этих изотопов изучены экспериментально лучше других. Совпадение расчетных результатов с экспериментальными хорошее, причем согласуются как абсолютные значения, так и форма кривых функций возбуждения.

Для ядра ^{238}U показан также вариант расчета без учета предравновесной эмиссии нейтронов, в рамках одной лишь статистической модели. Как видно из рис. 3, учет предравновесной эмиссии понижает сечение реакции $(n,2n)$ в максимуме функции возбуждения и увеличивает его в области энергий падающего нейтрона выше порога реакции $(n,3n)$. Соответственно уменьшается сечение реакции $(n,3n)$, причем получаемый эффект довольно значителен.

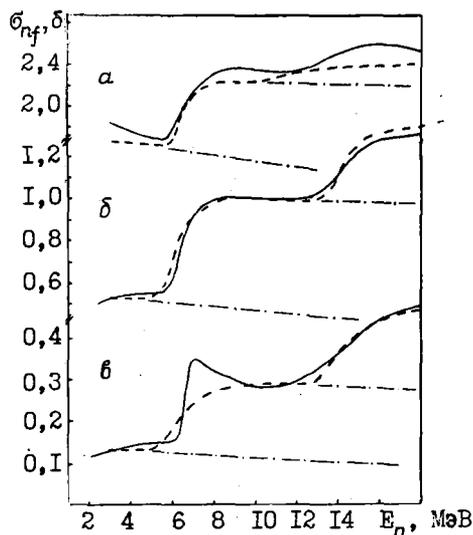
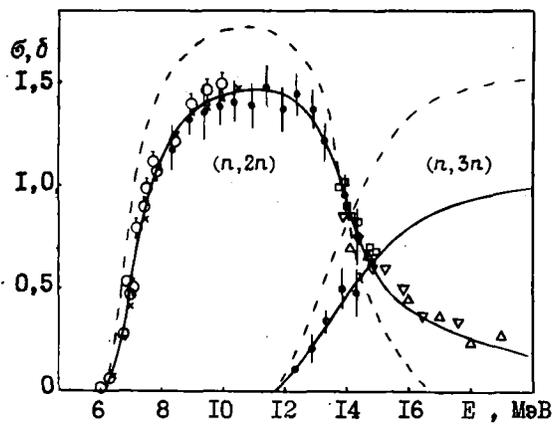
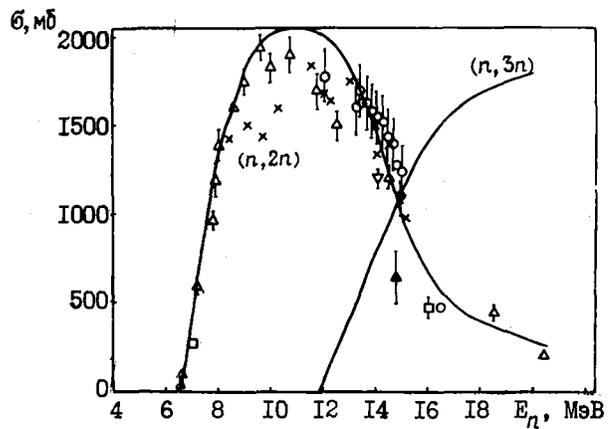


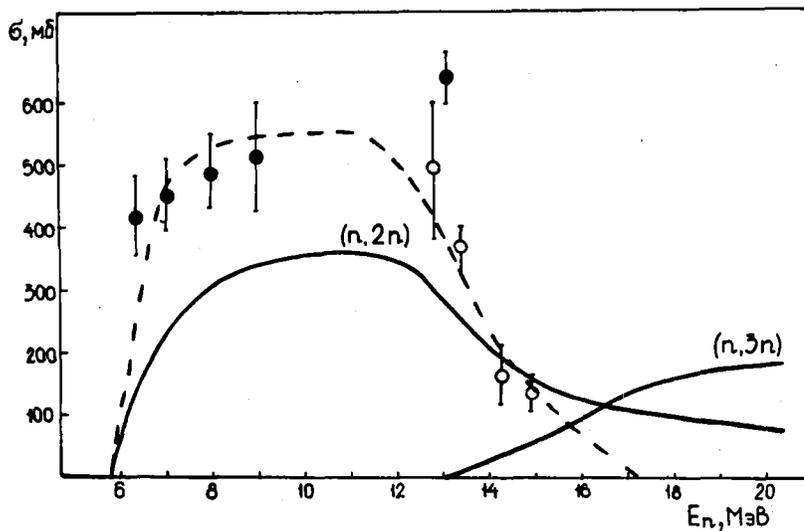
Рис. 2. Сечения реакции (n,f) на ядрах ^{239}Pu (а), ^{238}U (б) и ^{232}Th (в): --- расчет по формулам (8) настоящей работы; — оценка библиотеки ENDF/B; - · - вычисленные в настоящей работе парциальные вклады процессов (n,f) и (n,nf)



а



б



в

Рис.3. Функции возбуждения реакций $(n,2n)$ и $(n,3n)$ на ядрах ^{238}U (а), ^{232}Th (б) и ^{239}Pu (в): ———— результат расчета по предложенной в данной работе методике; - - - вариант расчета, не учитывающий предравновесной эмиссии нейтронов; точки — экспериментальные данные разных авторов. На рис.3,в: \bullet — данные, взятые из работы [6]; \circ — данные работы [15]

Попытка описать экспериментальные данные по сечениям реакций $(n,2n)$ и $(n,3n)$ в рамках одной только статистической теории приводит к необходимости значительного уменьшения параметра плотности уровней α и сечения поглощения нейтрона σ_a . Например, в работах [1,6] для описания сечений реакции $(n,2n)$ потребовалось выбрать параметр α , равный $A/22$, что примерно в два раза меньше реального значения этого параметра, получаемого из других данных.

Функции возбуждения реакций $(n,2n)$ и $(n,3n)$, вычисленные для ядра ^{239}Pu , приведены на рис.3,в. Согласно расчетной кривой с результатами прямого измерения Мазера, взятыми из работы [6], не удовлетворительное. На рисунке приведены также данные работы [15], оценочные по результатам измерения сечений реакций (d,f) , $(d,2n)$ и (t,f) , $(t,2n)$. Ядра-мишени в этой работе были подобраны таким образом, чтобы получалось то же составное ядро, что и в реакции, вызываемой нейтронами. Сечения реакции $(n,2n)$ определялись с помощью известных величин σ_{nf} ; при этом предполагалась независимость вероятности распада составного ядра от способа его образования. Другими словами, данные работы [15] получены в предположении, что прямой механизм реакции неупругого рассеяния отсутствует. Это очевидно также из сравнения данных работы [15] с пунктирной кривой рис.3,в,

вычисленной в рамках статистической модели без учета предравновесной эмиссии. Совпадение пунктирной кривой с данными работы [15] является косвенным подтверждением правильности выбранных параметров статистической теории. Включение же неравновесных процессов в механизм неупругого рассеяния приводит к функции возбуждения, изображенной на рисунке сплошной линией. Дополнительные измерения сечения реакции $(n, 2n)$ для этого ядра были бы очень полезны.

На рис.4 приведены вычисленные в настоящей работе сечения деления и сечения реакций $(n, 2n)$ и $(n, 3n)$ для ^{237}Np в сравнении с имеющимися экспериментальными данными и оценкой библиотек ENDF/B и ENDL [16]. Расчет функции возбуждения реакции $(n, 2n)$, выполненный в настоящей работе, хорошо согласуется с экспериментальными данными работ [17] и [18]. Некоторое превышение данных работы [15] над расчетной кривой связано, как и в случае ^{239}Pu , с учетом неравновесных процессов в их работе. Различие сечений реакций $(n, 2n)$, рекомендованных в настоящей работе и в библиотеке ENDF/B, по-видимому, связано с несовпадением соответствующих оценок сечения деления (кривая оценки библиотеки ENDF/B проходит значительно выше рекомендаций настоящей работы и библиотеки ENDL, которые неплохо согласуются между собой).

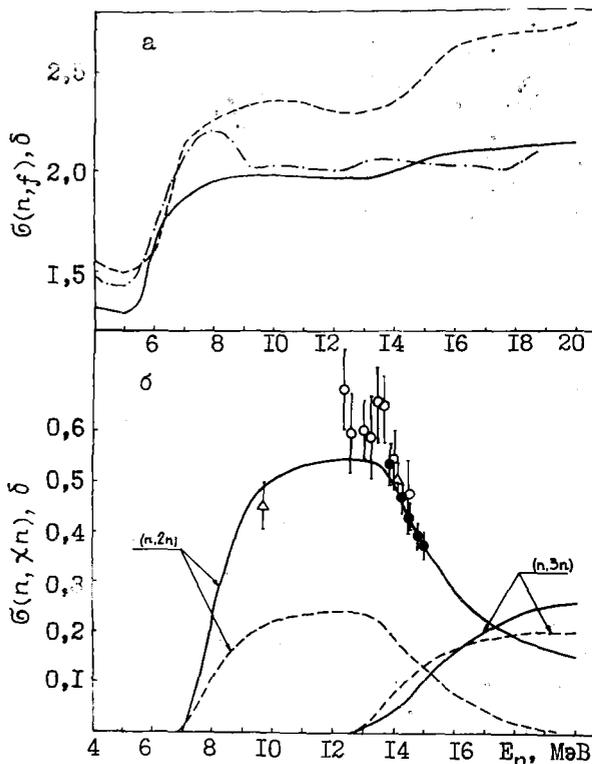


Рис.4. Сечения деления (а) и реакций $(n, 2n)$ и $(n, 3n)$ на ядре ^{237}Np (б); — — расчет, выполненный в настоящей работе; - - - - оценка библиотеки ENDF/B; - · - · - оценка библиотеки ENDL; ○ — данные работы [15]; △ — [18]; □ — [17]

Таблица 2

Сечения реакций $(n, 2n)$ и $(n, 3n)$, усредненные по спектру деления

Изотоп	$\langle \sigma_{n, 2n} \rangle$, мб		$\langle \sigma_{n, 3n} \rangle$, мб	
	Настоящая работа	Работа [1]	Настоящая работа	Работа [1]
^{232}Th	15,4	16	118	210
^{233}U	4,48	3,3	2,04	6
^{234}U	3,30	7,0	4,92	42
^{235}U	16,2	15	12,8	45
^{238}U	14,1	15	71,3	140
^{231}Pa	5,44	-	7,68	-
^{233}Pa	11,0	-	27,7	-
^{237}Np	3,5	1,3	6,7	9,0
^{239}Pu	5,72	1,9	3,9	5,5
^{240}Pu	4,25	-	9,4	-
^{241}Pu	12,0	-	14	-
^{242}Pu	9,0	-	22,8	-
^{241}Cm	2,16	-	1,0	-
^{242}Cm	1,65	-	2,1	-
^{243}Cm	5,45	-	4,4	-
^{244}Cm	3,02	-	7,0	-
^{245}Cm	7,32	-	7,2	-
^{246}Cm	6,57	-	13,0	-
^{247}Cm	17,6	-	28,0	-
^{248}Cm	8,55	-	35,4	-

На рис.5 приведены сечения деления и функции возбуждения реакций $(n, 2n)$ и $(n, 3n)$ для изотопов ^{233}U , ^{234}U , ^{235}U и ^{242}Pu . Из приведенных функций возбуждения реакции $(n, 2n)$ лишь для ^{235}U имеются экспериментальные данные. Кривая, вычисленная в настоящей работе, удовлетворительно (примерно на 30%) согласуется с ними (за исключением точки по данным работы [6] при $E = 14$ МэВ). Для реакции $^{233}\text{U}(n, 2n)^{232}\text{U}$ имеется результат измерения на спектре нейтронов деления, опубликованный в работе [21]. Величина сечения, полученного в этой работе ($\langle \sigma_{n, 2n} \rangle^{\text{э}} = 4,08 \pm 0,3$ мб), удовлетворительно согласуется с результатом интегрирования по спектру вычисленной в настоящей работе функции возбуждения $\langle \sigma_{n, 2n} \rangle^{\text{т}} = 4,48$ мб (табл.2). Для остальных двух изотопов ^{234}U и

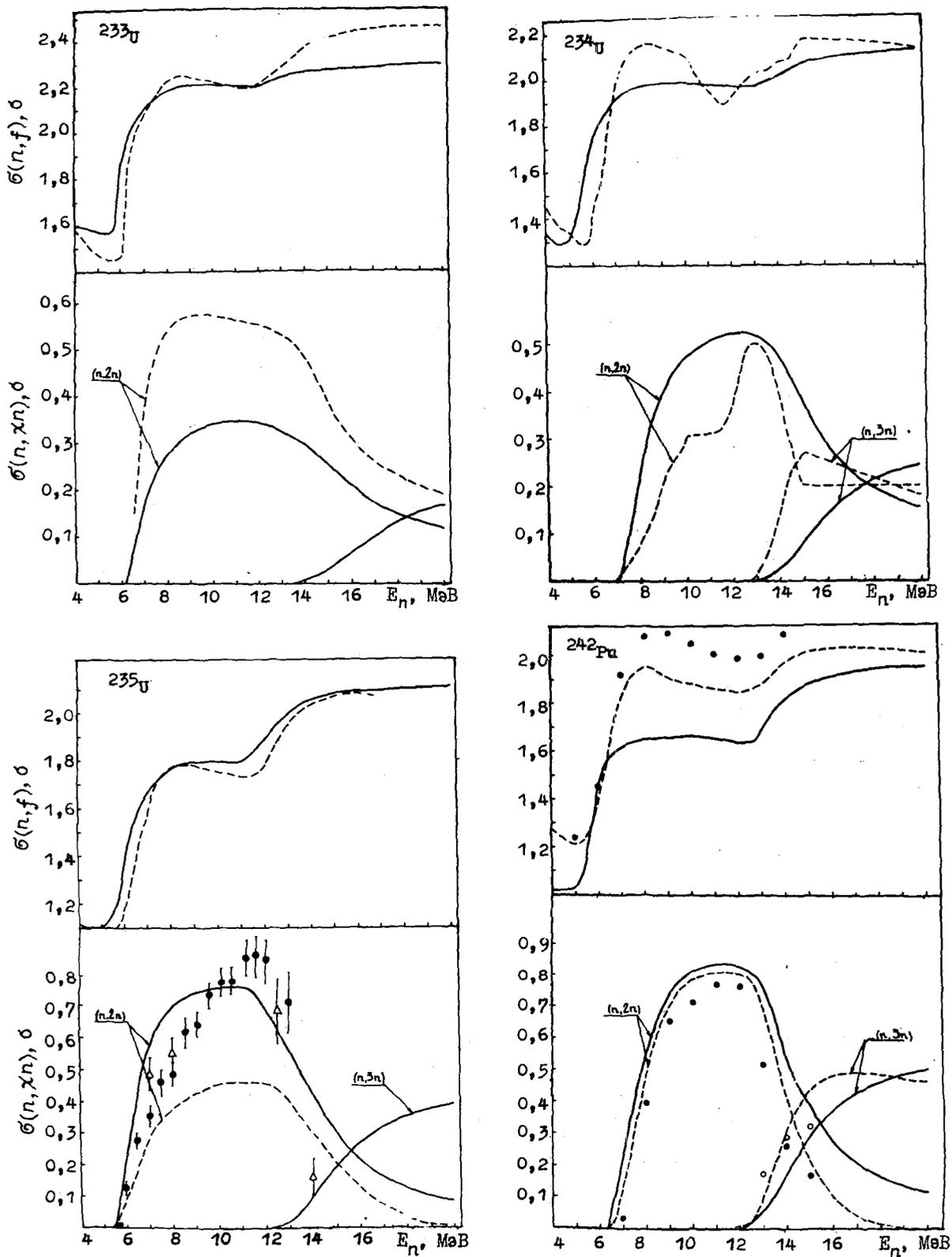


Рис.5. Сечения деления и функции возбуждения реакций $(n,2n)$ и $(n,3n)$ для изотопов ^{233}U , ^{234}U , ^{235}U , ^{242}Pu : — расчет, выполненный в настоящей работе; ---- оценка библиотеки ENDF/B; ●, ○ — оценка работы [19]; △ — экспериментальные данные Мазера, взятые из работы [6]; □ — экспериментальные данные работы [20]

^{242}Pu , рассматриваемых на рис.5, какой-либо экспериментальной информации, позволяющей оценить надежность оценки функций возбуждения реакций $(n, 2n)$ и $(n, 3n)$, нет. Рассчитанное сечение деления ^{234}U удовлетворительно согласуется с оценкой ENDF/B, в то время как сечение реакции $(n, 2n)$ выше данных этой библиотеки. Для ^{242}Pu результат расчета сечения деления несколько ниже результата, приведенного в работе [19], библиотеке ENDF/B и рекомендованного на основе экспериментальных данных. Это, возможно, объясняется неудачной аппроксимацией величины Γ_n/Γ_f для ядра ^{242}Pu в расчетах настоящей работы. Поэтому при оценке функции возбуждения реакции $^{242}\text{Pu}(n, 2n)^{241}\text{Pu}$ использовано сечение деления, перенормированное на рекомендацию библиотеки ENDF/B.

На рис.6 приведены результаты, полученные для изотопов ^{240}Pu , ^{241}Pu , ^{231}Pa , ^{233}Pa , по сравнению с другими оценками. Расчет сечения реакции $^{241}\text{Pu}(n, 2n)^{240}\text{Pu}$, выполненный в работе [22], в области энергий до II МэВ проходит значительно выше результата настоящей работы; сечение реакции $(n, 3n)$ также выше нашей оценки.

Вычисленное в настоящей работе сечение деления ^{231}Pa неплохо согласуется с оценкой ENDF/B, однако сечение реакции $(n, 2n)$ значительно ниже. На ядре ^{233}Pa экспериментальных данных по сечению деления в области энергий, представляющей интерес, нет, поэтому все приведенные оценки основаны на расчетах. Можно отметить большое расхождение между приведенными на рис.6 кривыми. Сечение реакции $(n, 2n)$, оцененное в работе [22], ближе к рекомендации настоящей работы, хотя оценка сечения деления значительно выше. Это, по-видимому, вызвано тем, что в работе [22] неравновесные эффекты не учтены.

На рис.7, а, б приведены результаты различных оценок для изотопов кюрия. Как видно, результаты значительно различаются, что, в частности, вызвано отсутствием достаточно надежных экспериментальных данных. Другой важной причиной расхождения в оценках сечений деления и реакций $(n, 2n)$ и $(n, 3n)$ может быть различие в методиках. Так, учет неравновесных процессов на ядрах с большим параметром делмости существенно изменяет результат расчета сечений. Например, в сечении реакции $(n, 2n)$ на изотопах ^{241}Cm , ^{242}Cm большой вклад вносит неравновесный компонент, поэтому нейтронный канал не подавляется полностью делением, как это было бы при чисто статистическом механизме реакции. Вероятно, этим вызвано различие в сечениях реакций (n, f) , $(n, 2n)$ и $(n, 3n)$, рекомендованных в данной работе и в библиотеке ENDF/B. Вычисленные в настоящей работе сечения реакций $(n, 2n)$ и $(n, 3n)$, усредненные по спектру нейтронов деления, в сравнении с результатами оценки работы [1] приведены в табл.2.

Таким образом, учет нестатистических эффектов в нейтронном канале при взаимодействии быстрых нейтронов с делящимися ядрами существенно влияет на абсолютную величину и энергетическую зависимость нейтронных сечений. В методике расчета сечений, предлагаемой в настоящей работе, используются единые наборы параметров и не проводится подгонка к конкретному экспериментальному результату. Хорошее описание экспериментальных данных на ядрах с относительной атомной массой $10 \leq A \leq 200$ позволяет надеяться, что предсказание в рамках этой методики для делящихся ядер в области, для которой нет экспериментальных данных, также достаточно надежное.

Для оценки функций возбуждения реакций $(n, 2n)$ и $(n, 3n)$ на делящихся ядрах был использован общий подход с единой систематикой расчетных параметров, что позволяет предсказывать сечение для ядер с параметром деления $\Gamma_f/\Gamma \leq 0,5$ с точностью примерно 30%.

Точность оценки функций возбуждения в рамках описанного подхода можно улучшить, если, во-первых, выбирать точные значения отношений Γ_n/Γ_f для индивидуальных ядер и, во-вторых, учесть возможную зависимость этого отношения от энергии возбуждения составного ядра.

Список литературы

1. Pearlstein S. Analysis of $(n, 2n)$ cross-sections for medium and heavy mass nuclei. - Nucl. Sci. and Engng, 1965, v.23, p.238.
2. Prince A. Nuclear Data for Reactors. 1970, v.2, p.825.
3. Суховицкий Е.Ш., Коньшин В.А. Изв. АН.БССР. Сер. физ.-энерг. н., 1974, № 3, с.23.

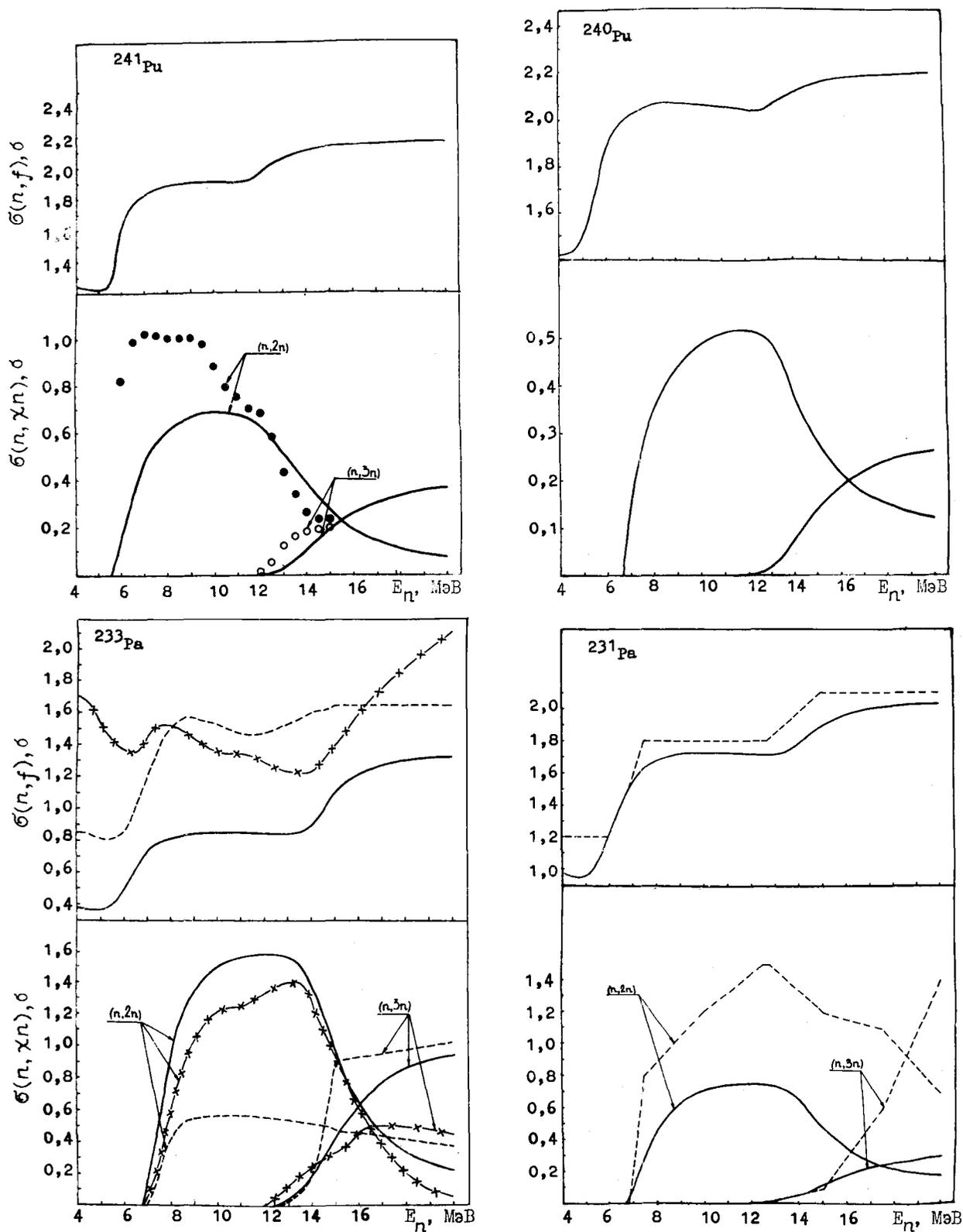


Рис.6. Сечения деления и функции возбуждения реакций $(n, 2n)$ и $(n, 3n)$ для изотопов ^{241}Pu , ^{240}Pu , ^{233}Pa , ^{231}Pa : — — — расчет, выполненный в настоящей работе; - - - оценка библиотеки ENDF/B; \bullet, \circ - оценка работы [19]; -x-x- - результат оценки работы [22]

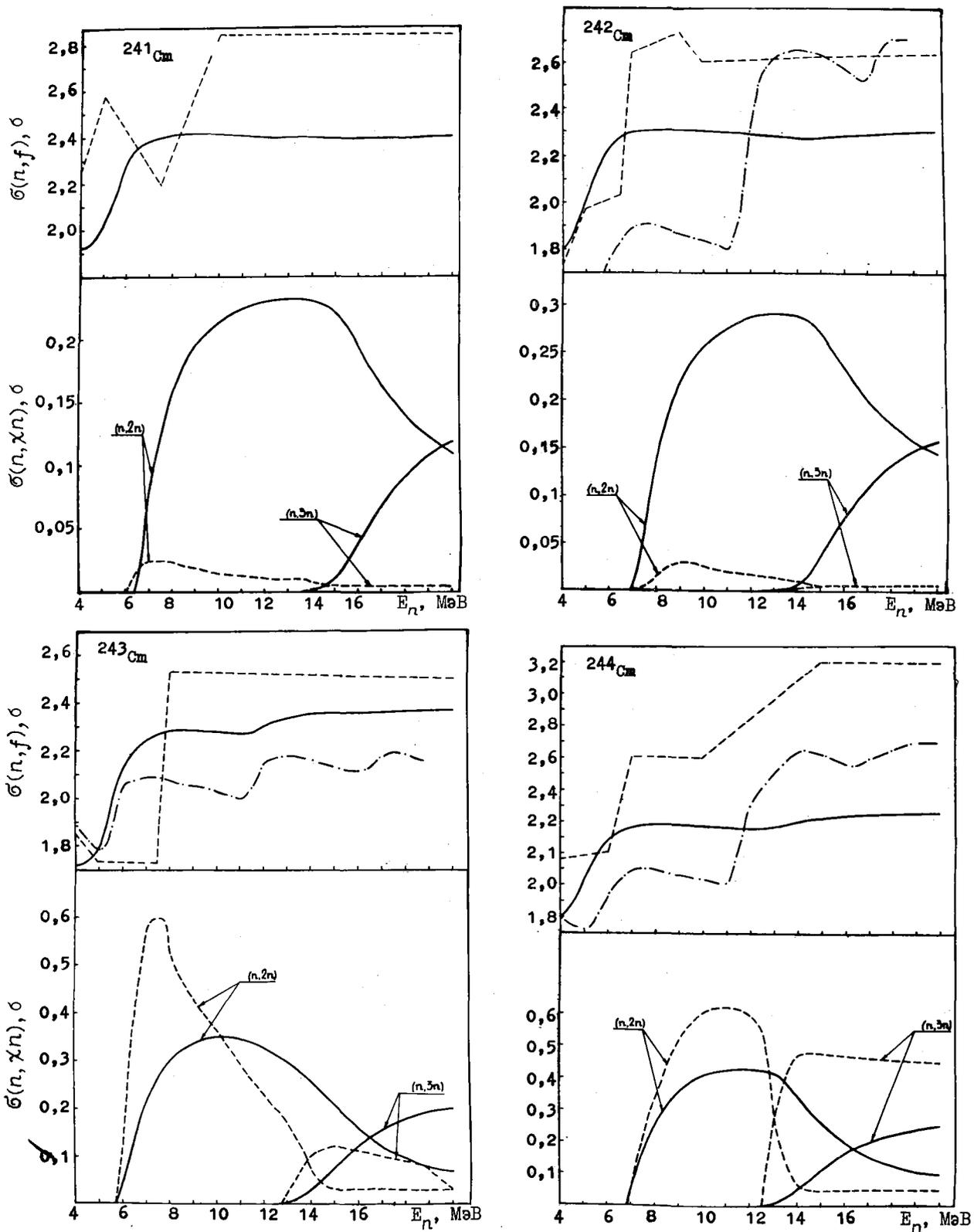


Рис.7, а. Сечения деления и функции возбуждения реакций $(n,2n)$ и $(n,3n)$ на изотопах ^{241}Sm , ^{242}Sm , ^{243}Sm , ^{244}Sm : — — расчет, выполненный в настоящей работе; - - - - оценка библиотеки ENDF/B; - - - - - оценка библиотеки ENDF

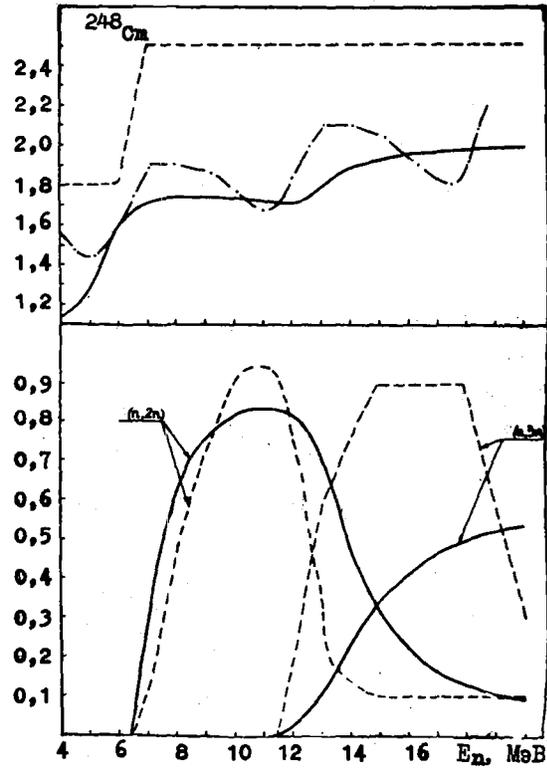
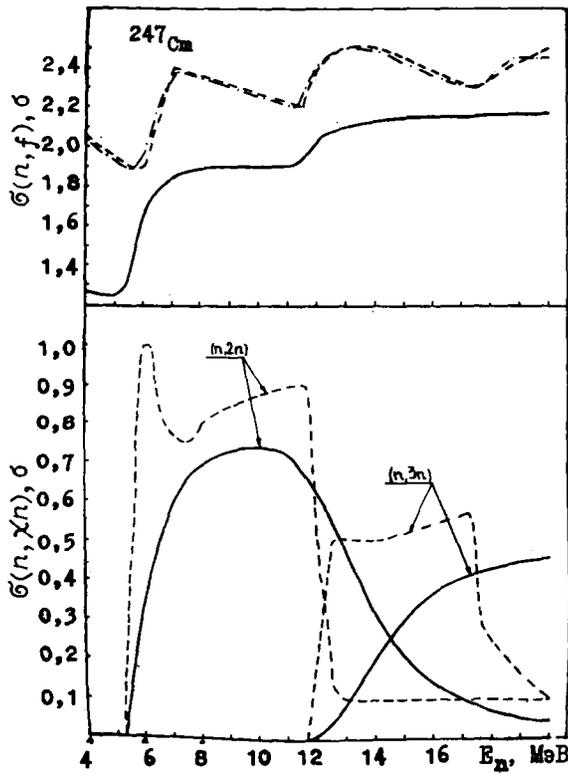
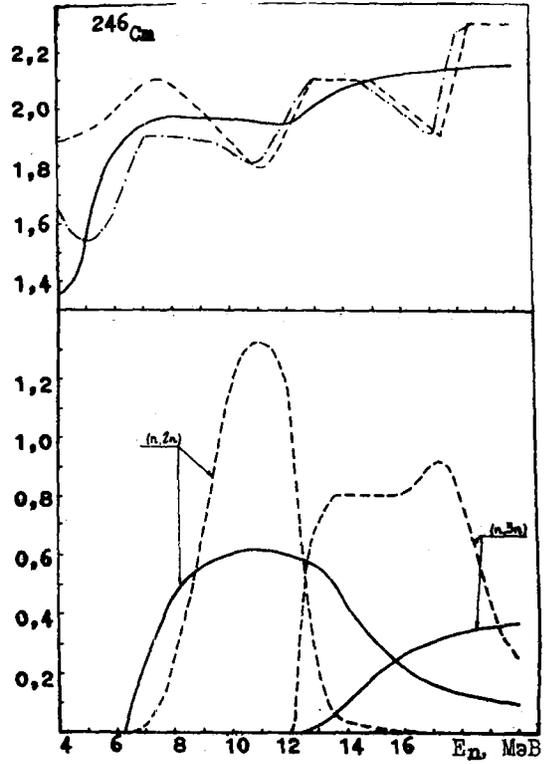
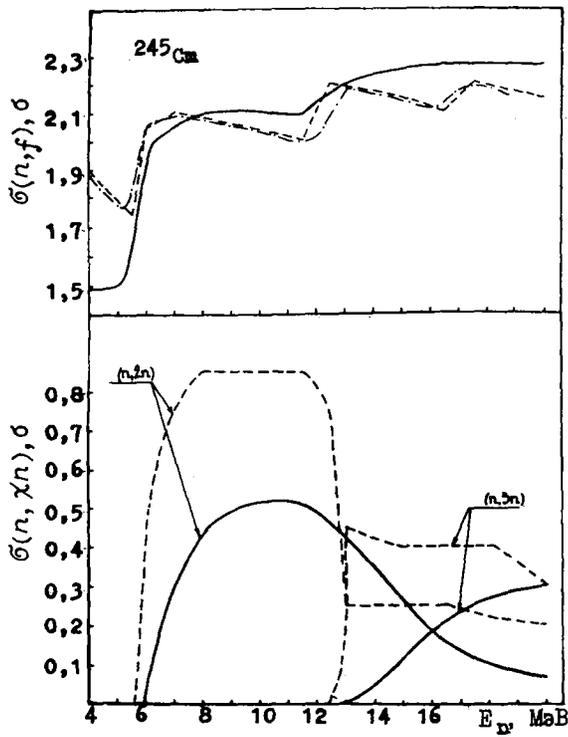


Рис. 7.6. Сечения деления и функции возбуждения реакций $(n, 2n)$ и $(n, 3n)$ на изотопах ^{245}Sm , ^{246}Sm , ^{247}Sm , ^{248}Sm : ——— расчет, выполненный в настоящей работе; - - - - оценка библиотеки ENDF/B; - - - - оценка библиотеки ENDF

4. Jary J. Evaluation par un modele statistique des sections efficaces $(n, \chi n)$ et $(n, \chi nf)$ sur des noyaux lourds. - В кн.: Нейтронная физика (Материалы 3-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 9-13 июня 1975 г.). М.: ЦНИИАтоминформ, 1976, ч.1, с.239.
5. Красин А.К., Чигринов С.Е., Коньшин В.А. Расчет сечений реакций (n, n') , $(n, 2n)$, $(n, 3n)$, $(n, n'f)$, $(n, 2nf)$, $(n, 3nf)$ на основе экситонной модели предравновесного распада ядра. - В кн.: Нейтронная физика (Материалы 4-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 18-22 апреля 1977 г.). М.: ЦНИИАтоминформ, 1977, ч.4, с.59-66.
6. Segev M., Caner M. A new formalism for $(n, 2n)$ and $(n, 3n)$ cross-sections of heavy mass nuclei. - Ann. Nucl. Energy, 1978, v.5, p.239.
7. Корнилов Н.В., Пляскин В.И., Трыкова В.И. и др. Оценка спектров вторичных нейтронов при бомбардировке ^{238}U нейтронами в интервале энергий 5-14 МэВ. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1976, вып.21, с.58; Бычков В.М., Пащенко А.Б., Пляскин В.И. Спектры вторичных нейтронов, испускаемых при взаимодействии нейтронов с ядрами ^{238}U . - Там же, 1978, вып.3(30), с.24.
8. Бычков В.М., Пляскин В.И. Оценка функций возбуждения реакций $(n, 2n)$ и $(n, 3n)$ на делящихся ядрах. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып.1(40), с.5; Простые соотношения для расчета функций возбуждения реакций $(n, 2n)$, $(n, 3n)$ и спектров нейтронов. - В кн.: Нейтронная физика (Материалы 5-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 15-19 сентября 1980 г.). М.: ЦНИИАтоминформ, 1980, ч.3, с.277.
9. Бычков В.М., Пащенко А.Б., Пляскин В.И. Расчеты сечений реакции $(n, 2n)$ и спектров неупругого рассеяния нейтронов в области массовых чисел 50-200. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1978, вып.2(29), с.7.
10. Griffen J.J. Phys. Rev. Letters, 1966, v.17, p.478; Blann M. Ibit., 1968, v.21, p.1957.
11. Хайд Э., Перлман И., Сиборг Г. Деление ядер. М.: Атомиздат, 1969, с.49.
12. Блохин А.И., Игнатюк А.В., Платонов В.П., Толстикова В.А. Влияние коллективных эффектов в плотности уровней на энергетическую зависимость сечений радиационного захвата быстрых нейтронов. - Препринт ФЭИ-655. Обнинск, 1976; Игнатюк А.В., Истеков К.К., Смиренькин Г.Н. Ядерная физика, 1979, т.29, с.875.
13. Истеков К.К., Куприянов В.М., Фурсов Б.И., Смиренькин Г.Н. - Там же, вып.5, с.1156; Истеков К.К., Куприянов В.М., Фурсов Б.И., Смиренькин Г.Н. Зависимость вероятности деления тяжелых ядер от нуклонного состава. - Препринт ФЭИ-655, ч.1, П. Обнинск, 1979.
14. Garber D. ENDF/V Summary Documentation. - Report BNL-17541, 1975.
15. Андреев М.Ф., Серов В.И. Оценка поперечного сечения реакции $(n, 2n)$ для тяжелых ядер по результатам исследований с заряженными частицами. - В кн.: Нейтронная физика (Материалы 5-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 15-19 сентября 1980 г.). М.: ЦНИИАтоминформ, 1980, ч.3, с.301.
16. Howerton R.J., McGregor M.G. Lawrence Livermore Laboratory. - Report UCRL-50400, v.15, 1978.
17. Landrum J.H., Nagle R.J., Lindner M. Phys. Rev., 1975, v.08, p.1938.
18. Nishi T., Fujiwara I., Imanishi N. Transactinium isotope nuclear data. Vienna: IAEA, 1976, v.III, p.48.
19. Анципов Г.В., Баханович Л.А., Коньшин В.П. и др. Оценка ядерных данных для ^{242}Pu в области энергий нейтронов 10^{-5} эВ - 15 МэВ. Минск, 1979.
20. Frehaut J., Bertin A., Bois R. Nucl. Sci. and Engng, 1980, v.74, p.29.
21. Kobayashi K., Hashimoto T., Kimura I. J.Nucl. Sci. and Technol., 1973, v.10, p.668.
22. Vasiliu G., Matescu S., Rapeanu S. e.a. Nuclear data evaluation for ^{233}Pa . Vienna: IAEA, 1980.
23. Коньшин В.А., Анципов Г.В., Суховицкий Е.М. и др. Оценка ядерных данных для ^{241}Pu в области энергий нейтронов 10^{-3} эВ - 15 МэВ. Минск, 1979.

Статья поступила в редакцию 27 апреля 1981 г.

СРЕДНИЕ СЕЧЕНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НУКЛИДОВ
С МГНОВЕННЫМИ НЕЙТРОНАМИ ДЕЛЕНИЯ $^{235}\text{U}+n_T$, $^{239}\text{Pu}+n_T$, ^{252}Cf

Б.И.С т а р о с т о в, Л.Н.К у д р я ш о в

NEUTRON CROSS-SECTION NUCLEI FOR PROMPT NEUTRON SPECTRA FISSION $^{235}\text{U}+n_T$, $^{239}\text{Pu}+n_T$, ^{252}Cf . The possibility is shown of $\pm 2\%$ agreement between calculated and experimental $^{235}\text{U}(n,f)$, $^{239}\text{Pu}(n,f)$, $^{238}\text{U}(n,f)$, $^{237}\text{Np}(n,f)$, $^{27}\text{Al}(n,\alpha)$, $^{27}\text{Al}(n,p)$, $^{115}\text{In}(n,n')$, $^{56}\text{Fe}(n,p)$, $^{46}\text{Ti}(n,p)$, $^{197}\text{Au}(n,\gamma)$ reaction cross-sections averaged over prompt neutron spectra from ^{235}U , ^{239}Pu thermal fission and ^{252}Cf spontaneous fission.

Для расчета ядерных реакторов и решения многих задач в области ядерной технологии представляют интерес данные о сечениях деления и сечениях пороговых реакций, усредненных по спектрам мгновенных нейтронов деления. С помощью энергетических зависимостей сечений [1-3], новых оцененных данных по спектрам мгновенных нейтронов деления ^{235}U , ^{239}Pu тепловыми нейтронами (n_T) и спонтанного деления ^{252}Cf [4] рассчитаны средние сечения взаимодействия некоторых нуклидов с нейтронами деления, проведено их сравнение с экспериментальными результатами работ [5-13] и представлены рекомендуемые средние сечения, которые рассчитывали по формуле $\bar{\sigma} = \int_0^\infty \sigma(E)n(E)dE / \int_0^\infty n(E)dE$,

где $\sigma(E)$ - сечение взаимодействия нуклида с нейтронами с энергией E ; $n(E)$ - спектр мгновенных нейтронов деления. Численное интегрирование выполнялось методом трапеций в области 0,0001-20 МэВ. Предполагалось, что спектры нейтронов деления в области 0,0001-0,01 МэВ описываются максвелловскими распределениями, а в области 10-20 МэВ - экстраполированной зависимостью $n(E)$, построенной по данным из области 6-10 МэВ.

Сечения деления для нуклидов ^{238}U и ^{239}Pu взяты из библиотеки ядерных данных БНАБ-78 [1], для нуклидов ^{235}U и ^{237}Np - из работ [2,3], а сечения других реакций - из работы [3], причем в расчеты включены все данные по сечениям. Точность расчетов средних сечений деления и средних сечений других реакций составляет около 0,5 и 2% соответственно. Результаты расчетов средних сечений деления представлены в табл. I.

Таблица I

Абсолютные значения средних сечений деления, мб

Спектр нейтронов деления	$^{235}\text{U}(n,f)$	$^{239}\text{Pu}(n,f)$	$^{237}\text{Np}(n,f)$	$^{238}\text{U}(n,f)$
$^{235}\text{U}+n_T$	$\frac{1226}{1250 \pm 70} [5,6]$	$\frac{1798}{1859 \pm 60} [5,6]$	$\frac{1314}{1370 \pm 75} [5,6]$	$\frac{295}{328 \pm 10} [5,6]$
$^{239}\text{Pu}+n_T$	$\frac{1226}{-}$	$\frac{1806}{-}$	$\frac{1350}{-}$	$\frac{317}{-}$
^{252}Cf	$\frac{1224}{1204 \pm 29} [7]$	$\frac{1806}{1804 \pm 45} [8]$	$\frac{1342}{1332 \pm 37} [8]$	$\frac{316,4}{320 \pm 9} [8]$

Примечание. Числитель - расчетные, знаменатель - экспериментальные значения сечений.

В этой таблице расчетные и экспериментальные величины средних сечений деления согласуются в пределах ошибок. Однако можно отметить, что расчетные средние сечения деления ^{235}U и ^{239}Pu практически не зависят от формы спектров нейтронов деления и в случае ^{252}Cf согласуются с экспериментальными сечениями в пределах 0,1-1,7%. Следовательно, в случае усреднения по спектру мгновенных нейтронов деления $^{235}\text{U}+n_T$ их величины, рекомендуемые в работах [5,6], можно считать несколько заниженными. В работах [5,6] завышены также сечения $^{237}\text{Np}, n_T(E)$ и $^{238}\text{U}, n_T(E)$. (Здесь на первом месте указан нуклид, для которого приведено сечение, на втором - спектр мгно-

венных нейтронов деления, по которому усреднено это сечение.) Действительно, средняя энергия спектра нейтронов деления $^{235}\text{U}+n_T$ на 8% меньше этой же величины в случае ^{252}Cf [4], а сечения деления нуклидов ^{237}Np и ^{238}U в среднем уменьшаются с уменьшением энергии нейтронов. Тогда средние сечения деления $^{237}\text{Np}, n_U(E)$, $^{238}\text{U}, n_U(E)$ должны быть меньше расчетных сечений $^{237}\text{Np}, n_{Cf}(E)$ и $^{238}\text{U}, n_{Cf}(E)$, которые согласуются с экспериментальными в пределах 1%.

В табл.2 представлены экспериментальные и расчетные отношения сечений деления, усредненных по спектру нейтронов деления ^{252}Cf . Различия между ними находятся почти в пределах ошибок, но их можно уменьшить, если принять расчетное сечение $^{235}\text{U}, n_{Cf}(E)$ равным 1200 мб. Это значение сечения хорошо согласуется с результатами работы [7]. В расчетах замечена большая чувствительность значения сечения $^{238}\text{U}, n_{Cf}(E)$ к принятым значениям $n_{Cf}(E)$ и $\bar{\sigma}_f(E)$ для ^{238}U . Если изменить $\bar{\sigma}_f(E)$ в области 2,5-5 МэВ на 3%, то среднее сечение изменится на 5%.

Таблица 2

Отношения средних сечений деления трех нуклидов к среднему сечению деления ^{235}U . (Сечения усреднены по спектру мгновенных нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf)

Нуклид α	$\bar{\sigma}_f[\alpha, n_{Cf}(E)] / \bar{\sigma}_f[^{235}\text{U}, n_{Cf}(E)]$		δ	Оценка	δ^*
	Экспериментальные [8]	Расчетные			
^{238}U	$0,266 \pm 1,7$	0,258	3	0,263	1
^{239}Pu	$1,500 \pm 1,6$	1,474	1,7	1,500	0
^{237}Np	$1,105 \pm 2,2$	1,096	0,8	1,115	0,9

Примечание. В табл.2,3,5,7 приняты обозначения: $\delta = [(\bar{\sigma}_{\text{эксп}} - \bar{\sigma}_{\text{расч}}) / \bar{\sigma}_{\text{эксп}}], \%$; графа "Оценка" - оценка отношений сечений по рекомендуемым данным табл.8 (см. с.42); $\delta^* = [(\bar{\sigma}_{\text{эксп}} - \bar{\sigma}_{\text{реком}}) / \bar{\sigma}_{\text{эксп}}], \%$.

Отношения сечения деления некоторых нуклидов, усредненных по спектру мгновенных нейтронов деления $^{235}\text{U} + n_T$, представлены в табл.3. В этой таблице только в отношении сечений $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$ наблюдается различие, превышающее ошибки измерений. Это различие можно уменьшить до 3%, если принять, что сечение $^{235}\text{U}, n_U(E)$ равно 1200 мб.

Таблица 3

Отношения средних сечений деления трех нуклидов к среднему сечению деления ^{238}U . (Сечения усреднены по спектру мгновенных нейтронов деления $^{235}\text{U}+n_T$)

Нуклид α	$\bar{\sigma}_f[\alpha, n_U(E)] / \bar{\sigma}_f[^{238}\text{U}, n_U(E)]$		δ	Оценка	δ^*
	Экспериментальные [9]	Расчетные			
^{235}U	$3,94 \pm 0,08$	4,15	5,3	3,974	0,9
^{239}Pu	$5,93 \pm 0,13$	6,09	2,7	5,957	0,5
^{237}Np	$4,35 \pm 0,13$	4,45	2,3	4,37	0,5

Итоги анализа показывают, что расчетные и экспериментальные средние сечения деления нуклидов мгновенными нейтронами деления $^{235}\text{U}+n_T$ и ^{252}Cf согласуются в пределах $\leq 3\%$. В большинстве случаев согласие улучшается до 0,5-1%, если принять $\bar{\sigma}_f[^{235}\text{U}, n_U(E)] \simeq \bar{\sigma}_f[^{235}\text{U}, n_{Cf}(E)] \simeq 1200$ мб.

Расчетные и экспериментальные средние сечения пороговых реакций даны в табл.4. В этой таблице большинство расчетных средних сечений согласуется с экспериментальными данными в пределах ошибок измерений.

В табл.5 представлены результаты измерений и расчетов отношений сечений взаимодействия нуклидов с нейтронами деления $^{235}\text{U}+n_T$. Из данных этой таблицы следует согласие расчетных и экспериментальных значений в пределах 3% при средней ошибке измерений около 3%.

Таблица 4

Абсолютные значения средних сечений пороговых реакций, мб

Спектр нейтронов деления	$^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$	$^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$	$^{115}\text{In}(n,n')^{115\text{m}}\text{In}$	$^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$	$^{46}\text{Ti}(n,p)^{46}\text{Sc}$
$^{235}\text{U}+n_T$	$\frac{0,672}{0,725 \pm 0,020 \sqrt{5}}$	$\frac{4}{4,0 \pm 0,4 \sqrt{5}}$	$\frac{179}{188 \pm 4 \sqrt{5}}$	$\frac{1,07}{1,07 \pm 0,06 \sqrt{5}}$	$\frac{12,5}{12,3 \pm 0,5 \sqrt{5}}$
$^{239}\text{Pu}+n_T$	$\frac{0,791}{-}$	$\frac{5,03}{-}$	$\frac{190}{-}$	$\frac{1,26}{-}$	$\frac{15,8}{-}$
^{252}Cf	$\frac{1,02}{1,00 \pm 0,02 \sqrt{10}}$	$\frac{5,47}{5,11 \pm 0,43 \sqrt{11}}$	-	$\frac{1,52}{1,43 \pm 0,03 \sqrt{10}}$	$\frac{15,8}{14,0 \pm 0,3 \sqrt{10}}$

Примечание. Числитель - расчетные, знаменатель - экспериментальные значения средних сечений.

Таблица 5

Отношения средних сечений взаимодействия нуклидов с нейтронами деления $^{235}\text{U}+n_T$

Реакции	Экспериментальные	Расчетные	δ	Оценка	$\delta^{\text{ж}}$
$^{27}\text{Al}(n,\alpha)/^{115}\text{In}(n,n')$	$0,0036 \pm 3 \sqrt{12}$	0,0037	3	0,00367	2
$^{27}\text{Al}(n,p)/^{115}\text{In}(n,n')$	$0,0241 \pm 2 \sqrt{12}$	0,0240	0,4	0,02403	0,1
$^{27}\text{Al}(n,\alpha)/^{27}\text{Al}(n,p)$	$0,149 \pm 2 \sqrt{12}$	0,156	4,7	0,153	2,6
$^{115}\text{In}(n,n')/^{238}\text{U}(n,f)$	$\frac{0,620}{\sqrt{9}} \pm 0,019$	0,607	2,1	0,609	1,8
$^{197}\text{Au}(n,\gamma)/^{238}\text{U}(n,f)$	$\frac{0,287}{\sqrt{9}} \pm 0,014$	0,276	3,8	0,284	1

По средним сечениям взаимодействия нуклидов с нейтронами деления $^{239}\text{Pu}+n_T$ имеется мало информации. Экспериментальные и расчетные данные по этим сечениям представлены в табл.6,7.

Таблица 6

Отношения средних сечений взаимодействия нуклидов с нейтронами деления $^{239}\text{Pu}+n_T$

Реакции	Экспериментальные $\sqrt{12}$	Расчетные	δ
$^{27}\text{Al}(n,\alpha)/^{115}\text{In}(n,n')$	$0,00423 \pm 2$	0,00416	1,6
$^{27}\text{Al}(n,p)/^{115}\text{In}(n,n')$	$0,0265 \pm 2$ (по β -частицам)	0,0264	0,38
$^{27}\text{Al}(n,\alpha)/^{27}\text{Al}(n,p)$	$0,158 \pm 1,5$	0,157	0,38

Таблица 7

Отношения сечений реакций, усредненных по спектру мгновенных нейтронов деления $^{239}\text{Pu}+n_T$, к сечениям тех же реакций, усредненным по спектру мгновенных нейтронов деления $^{235}\text{U}+n_T$

Реакции	Экспериментальные $\sqrt{12}$	Расчетные	δ	Оценка	$\delta^{\text{ж}}$
$^{27}\text{Al}(n,p)/^{115}\text{In}(n,n')$	$1,095 \pm 0,020$	1,102	0,65	1,099	0,33
$^{27}\text{Al}(n,\alpha)/^{115}\text{In}(n,n')$	$1,17 \pm 0,4$	1,11	5,3	1,134	3,2
$^{27}\text{Al}(n,\alpha)/^{27}\text{Al}(n,p)$	$1,060 \pm 0,026$	1,006	5	1,026	3,3

Дж.А.Грундл [13] экспериментально определил величину

$$\frac{\bar{\sigma}_f [^{235}\text{U}, n_{\text{Pu}}(E)] / \bar{\sigma}_f [^{238}\text{U}, n_{\text{Pu}}(E)]}{\bar{\sigma}_f [^{235}\text{U}, n_{\text{U}}(E)] / \bar{\sigma}_f [^{238}\text{U}, n_{\text{U}}(E)]} = 0,970 \pm 0,012.$$

Эта же величина по оценкам равна $0,92 \pm 0,02$ и $0,960 \pm 0,005$ в случае измерений дифференциальными и интегральными методами соответственно [13]. Ее значение из расчета равно 0,93. По данным табл.8 она равна 0,956. На основе анализа и усреднения соответствующих расчетных и экспериментальных данных предлагаются величины средних сечений, представленные в табл.8. Их использование позволяет получить удовлетворительное согласие всех экспериментальных данных работ [7-13] как между собой, так и с расчетными оценками. Расхождения не превышают 2% для сечений, усредненных по одному из указанных спектров мгновенных нейтронов деления, и 3,3% для отношений сечений, усредненных по разным спектрам.

Таблица 8

Рекомендуемые данные по средним сечениям, мб

Спектр нейтронов деления	$^{235}\text{U}(n,f)$	$^{239}\text{Pu}(n,f)$	$^{237}\text{Np}(n,f)$	$^{238}\text{U}(n,f)$	$^{27}\text{Al}(n,\alpha)$	$^{27}\text{Al}(n,p)$	$^{115}\text{In}(n,n')$	$^{56}\text{Fe}(n,p)$	$^{46}\text{Ti}(n,p)$	$^{197}\text{Au}(n,f)$
$^{235}\text{U}+n_T$	1200	1799	1320	302	0,676	4,42	183,9	1,07	12,4	85,7
$^{239}\text{Pu}+n_T$	1204	1805	1350	317	0,791	5,03	190	1,26	15	-
^{252}Cf	1204	1805	1342	317	1,01	5,47	-	1,5	15	-

Список литературы

1. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Николаев М.Н., Цибуля А.М. Атомн. энергия, 1980, т.48, вып.2, с.117.
2. Анципов Г.В., Бендерский А.Р., Коньшин В.А. и др. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. Ч.2, вып.20. М.: ЦНИМАТОМИНФОРМ, 1975, с.3.
3. Schett A., Okamoto K., Lecca L. e.a. Compilation of Threshold Reaction Neutron Cross-Sections. - EANDC 95 "U", 1974.
4. Старостов Б.И., Семенов А.Ф., Нефедов В.Н. Анализ и оценка экспериментальных данных по спектрам мгновенных нейтронов деления. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1980, вып.2 (37), с.3.
5. Fabry A. Evaluation of microscopic integral cross-sections averaged in the ^{235}U thermal fission neutron spectrum (for 29 nuclear reactions relevant to neutron dosimetry and fast reactor technology). - BILG 465, 1972.
6. Calamand A. Cross-sections for fission neutron spectrum induced reactions. - Handbook on Nuclear Activation Cross-sections. Technical reports series. Vienna: IAEA, 1974.
7. Heaton II H.T., Grundl J.A., Spiegel V. Proc. Int. Conf. on Nuclear Cross-Sections and Technology. V.1. Washington, 1975, p.266.
8. Gilliam D.M., Eisenhauer G., Heaton H.T., Grundl J.A. Ibid., p. 270.
9. Fabry A., Grundl J.A., Eisenhauer G. Ibid., p.254.
10. Alberts W.G., Bortfeldt J., Gunther E. e.a. Ibid., p.273.
11. Dezso Z., Csikai J. Average cross-sections for the ^{252}Cf neutron spectrum. - В кн.: Нейтронная физика (Материалы 4-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 18-22 апреля 1977 г.). М.: ЦНИМАТОМИНФОРМ, 1977, ч.3, с.32.
12. Fabry A. Prompt Fission Neutron Spectra. Vienna: IAEA, 1972, p.97.
13. Grundl J.A. Ibid., p.107.

Статья поступила в редакцию 2 сентября 1980 г.

СПЕКТРЫ НЕЙТРОНОВ ВЫНУЖДЕННОГО ДЕЛЕНИЯ ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu ТЕПЛОВЫМИ НЕЙТРОНАМИ И СПОНТАННОГО ДЕЛЕНИЯ ^{252}Cf

В.И.Большов, К.Е.Володин, В.Г.Нестеров, Ю.М.Турчин

THE THERMAL NEUTRON-INDUCED FISSION NEUTRON SPECTRA OF ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu AND SPONTANEOUS FISSION OF ^{252}Cf . The results of measurements of ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu fission neutron spectra by thermal neutron flux of the reactor BP-10 and spontaneous fission of ^{252}Cf by scintillation method with crystals of stilbene and anthracene are presented. The values of parameters Θ of Maxwellian distribution used for the approximation of the results of measurements are determined. The accordance with the results of the earlier measurements of the same experimental group and last evaluation data is demonstrated.

По мере уточнения потребностей атомной энергетики в ядерных данных и увеличения возможностей для более совершенных расчетов реакторов все более высокие требования предъявляются к ядерным константам, входящим в расчеты, в частности к значению энергетического спектра нейтронов деления основных делящихся изотопов. Это обстоятельство определило увеличение числа методических рекомендаций экспериментальных работ, результаты которых, однако, еще обнаруживают значительный разброс, обусловленный известными трудностями измерения нейтронных распределений и скрытыми систематическими ошибками.

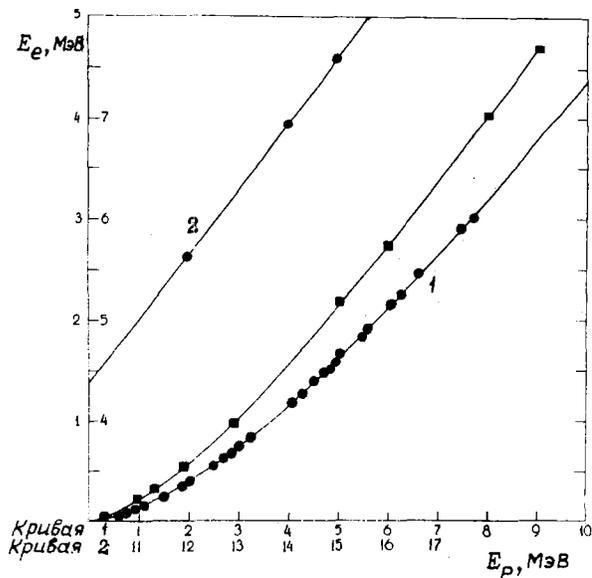
Эксперимент и обработка данных. В настоящей работе описываются измерения спектров нейтронов деления ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu тепловыми нейтронами и спонтанного деления ^{252}Cf , выполненные с помощью однокристаллического сцинтилляционного спектрометра с дискриминацией γ -излучения по форме импульса. О результатах аналогичных измерений для ^{235}U и ^{239}Pu сообщалось ранее [1]. Исследования осуществляли на нейтронном генераторе с использованием в качестве первичных нейтронов реакции $\text{t}(p,n)$ со средней энергией около 80 кэВ. При этом возникла необходимость исключить фон жестких нейтронов, существенный при энергиях выше 10 МэВ, поэтому эксперименты решили продолжить на тепловом пучке реактора BP-10.

Одним из главных источников погрешностей метода однокристаллического спектрометра нейтронов — неточная градуировка энергетической шкалы. Погрешность возникает при измерении кривой световыход — энергия. Чтобы контролировать и уменьшить величину погрешности, в настоящем эксперименте использовали два разных сцинтиллятора (стильбен и антрацен), имеющих заметно различающиеся энергетические зависимости световыхода (рис.1). Через экспериментальные точки, полученные на нейтронном генераторе, была проведена кривая вида

$$E_p = \Delta E_0^b \exp(\Theta E_0),$$

где E_p — максимальная энергия протонов отдачи, возникающих в результате рассеяния моноэнергетических нейтронов известной энергии; E_0 — максимальная энергия комптоновских электронов. Параметры кривой находили методом наименьших квадратов. Отклонение экспериментальных точек от аналитической кривой по шкале энергии протонов отдачи не превышало 30–40 кэВ, или 0,5% при энергиях 6–8 МэВ, при которых наблюдались наибольшие отклонения.

Рис.1. Зависимость световыхода от энергии протонов E_p : ● — кристалл стильбена со шкалой 10 МэВ (кривая 1) и более 10 МэВ (кривая 2); ■ — антрацен



Неточность определения кривой световыхода наиболее наглядно проявлялась при обработке столбобразных распределений протонов отдачи. На рис.2 показаны результаты обработки таких распределений от нейтронов с энергиями 17; 6,5 и 2,675 МэВ для кристалла стильбена и с энергией 6 МэВ для кристалла антрацена. Как видно из рисунка, максимумы получаемых нейтронных распределений с достаточной точностью совпадают с заданной энергией мононейтронов, а точки ниже монолинии располагаются вблизи нуля в соответствии с процессом многократного рассеяния и поверхностным эффектом. Кроме того, при обработке распределения от нейтронов с энергией 17 МэВ появляется примесь нейтронов из реакции (d,d) с дейтронами, набитыми в деталях ионопровода вблизи мишени, а при обработке распределения от нейтронов с энергиями 6 и 6,5 МэВ видна примесь нейтронов из реакции (d, ^{12}C).

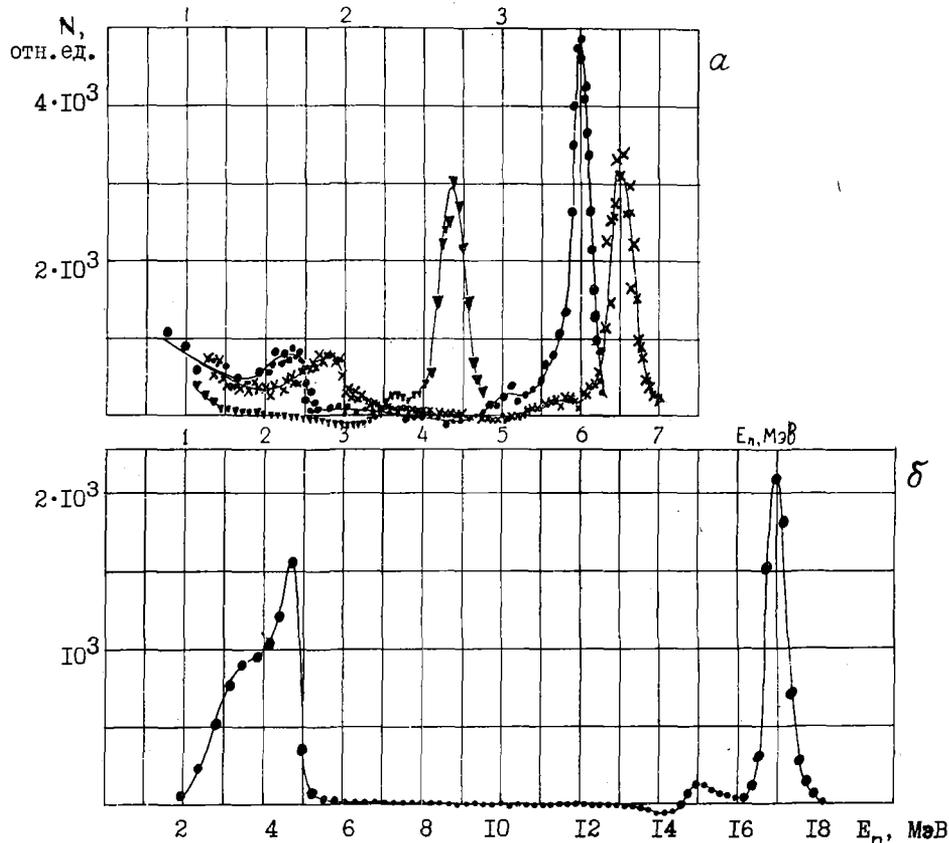


Рис.2. Результаты дифференцирования столбобразных распределений протонов отдачи для кристаллов: а - стильбена (∇ - $E_n = 2,675$ МэВ; \times - $E_n = 6,5$ МэВ) и антрацена (\bullet - $E_n = 6$ МэВ); б - стильбена (\bullet - $E_n = 17$ МэВ) (Детектор располагался под углом 60° к направлению пучка дейтронов)

Неточность определения положения комптоновского спада во время измерений составляла $\pm 1/2$ канала амплитудного анализатора, что накладывало ограничение на чувствительность к возможной нестабильности электронной аппаратуры и могло привести к ошибке, большей, чем ошибка, связанная с неопределенностью световыхода. В связи с этим можно было оценить величину систематической ошибки параметра максвелловского распределения Θ , варьируя при обработке положения реперных энергий в пределах одного канала. В таблице приведена полученная таким образом систематическая ошибка $\delta\Theta_{\text{сист}}$, которая суммировалась со статистической $\delta\Theta_{\text{стат}}$ благодаря их независимой природе.

Кристаллы стильбена и антрацена имели форму цилиндра размером 30×30 и 30×20 мм соответственно. В качестве делющихся мишеней использовали металлические диски диаметром 40 мм и толщиной 1 мм, заключенные в оболочку из нержавеющей стали толщиной 0,1 мм. Изотопный состав их был таков, что вкладом делений посторонних ядер можно было пренебречь. Диски располагали на пути пучка под углом 45° к его направлению. Детектор помещали на расстоянии 1 м от оси пучка и цент-

ра дисков. Для снижения фона мягкого γ -излучения он был защищен свинцовым стаканом толщиной 15 мм, что, как показали измерения, не вносило заметных искажений в изучаемые спектры. Для вычитания фонов, связанных с рассеянными нейтронами и наложениями импульсов в электронной схеме, на место исследуемых образцов ставили диск из природного урана такого же размера.

Наряду со спектрами вынужденного деления в той же геометрии в экспериментальном зале реактора измеряли спектр нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf , который ранее был измерен в более благоприятных экспериментальных условиях и в данном случае мог служить в качестве контрольного при настройке аппаратуры и измерениях.

Спектры исследовали попеременно отдельными сериями. Суммированные по сериям аппаратурные распределения подвергали сначала стандартной математической обработке, в которой для перевода в шкалу энергий протонов использовали показанные на рис. 1 кривые световыход - энергия [2].

Выше порога в схеме дискриминации γ -излучения пропускание импульсов от протонов не являлось полным, в связи с чем на низкоэнергетическом участке вводили поправку, зависящую от настройки схемы, величины и стабильности порога дискриминации. С этой целью перед началом эксперимента проводили специальные измерения в условиях низкого фона γ -излучения, позволяющего значительно уменьшить порог дискриминатора и определить долю нерегистрируемых импульсов, которую необходимо учесть при восстановлении спектра протонов отдачи из аппаратурного распределения. Полученные таким образом распределения протонов отдачи, изученные с помощью кристаллов антрацена до энергии примерно 6,5 МэВ и кристаллов стильбена до энергии 11 МэВ, показаны на рис. 3.

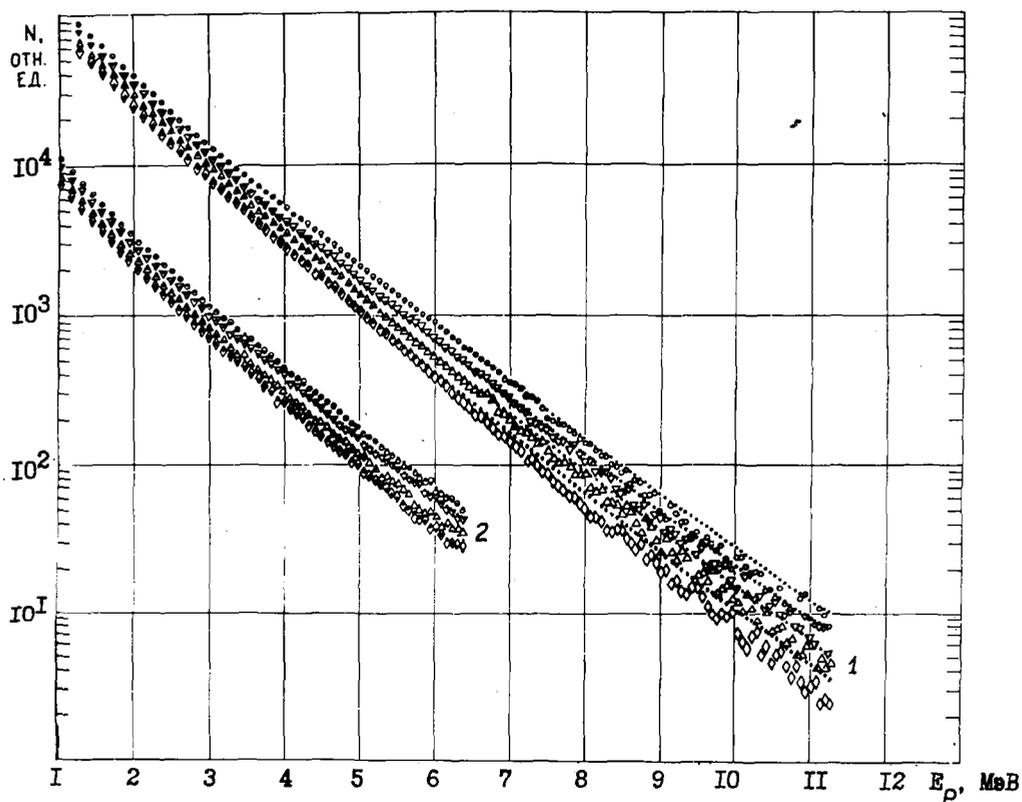


Рис. 3. Аппроксимация спектров протонов отдачи максвелловским распределением нейтронов деления для кристаллов стильбена (1) и антрацена (2): \circ - ^{252}Cf , \bullet - то же с параметром $\Theta = 1,41$ МэВ; ∇ - ^{239}Pu , \blacktriangledown - то же с $\Theta = 1,37$ МэВ; Δ - ^{233}U , \blacktriangle - то же с $\Theta = 1,33$ МэВ; \diamond - ^{235}U , \blacklozenge - то же с $\Theta = 1,30$ МэВ

Дальнейший анализ экспериментальных данных проводили в предположении, что спектр нейтронов описывается максвелловским распределением

$$N(E_p, \Theta) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{E}{\Theta^2} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{E}{\Theta}\right),$$

единственный параметр которого можно найти непосредственно из спектра протонов отдачи

$$N(E_p) = c \int_{E_p}^{\infty} N(E_n, \theta) \frac{1 - \exp[-\sum (E_n)h]}{E_n} dE_n \quad (1)$$

(где h - толщина кристалла), не прибегая к решению данного интегрального уравнения для отыскания $N(E_n, \theta)$. Для этого воспользовались методом максимального правдоподобия, применение которого к задаче, представляющей интерес, было рассмотрено в работах [3,4]. Сечение рассеяния на водороде (в барнах) описывалось гладкой зависимостью

$$\sigma_H(E_n) = \frac{4,85}{\sqrt{E_n}} - 0,598. \quad (2)$$

Численные значения интеграла (1) для всех энергий E_p , соответствующих положению экспериментальных точек, находили до $E_n^{\text{макс}} = 25$ МэВ с шагом разбиения энергетического интервала около 0,1 МэВ. Дальнейшее дробление шага существенного увеличения точности не давало. Результаты такого описания приведены на рис.3 и в таблице. Статистическую ошибку рассчитывали согласно данным работы [4].

Температурные параметры спектров по энергетическим диапазонам для двух кристаллов

Делящийся изотоп	Стильбен											Антрацен				
	$\Delta E_n = \text{I-II МэВ}$				$\Delta E_n = \text{3-II МэВ}$				$\Delta E_n = \text{I-6,5 МэВ}$			$\Delta E_n = \text{I-6,5 МэВ}$				
	θ	$\delta\theta_{\text{стат}}$	$\delta\theta_{\text{сист}}$	$\delta\theta_{\text{сум}}$	θ	$\delta\theta_{\text{стат}}$	$\delta\theta_{\text{сист}}$	$\delta\theta_{\text{сум}}$	θ	$\delta\theta_{\text{стат}}$	$\delta\theta_{\text{сист}}$	$\delta\theta_{\text{сум}}$	θ	$\delta\theta_{\text{стат}}$	$\delta\theta_{\text{сист}}$	$\delta\theta_{\text{сум}}$
^{233}U	1,336	0,012	0,009	0,021	1,331	0,013	0,009	0,022	1,339	0,015	0,008	0,023	1,342	0,013	0,008	0,021
^{235}U	1,303	0,009	0,009	0,018	1,296	0,011	0,009	0,020	1,307	0,013	0,009	0,022	1,303	0,012	0,008	0,020
^{239}Pu	1,371	0,008	0,009	0,017	1,368	0,010	0,009	0,019	1,375	0,012	0,009	0,021	1,376	0,011	0,008	0,019
^{252}Cf	1,413	0,008	0,009	0,017	1,407	0,010	0,009	0,019	1,417	0,013	0,009	0,022	1,406	0,012	0,008	0,020

Результаты эксперимента. Данные рис.3 показывают, что начиная с энергии нейтронов примерно 7 МэВ спектры смягчаются по сравнению с максвелловской формулой в соответствии с результатами работы [5]. Как видно из таблицы, систематическая ошибка сравнима со статистической. Найденные значения параметра для всех делящихся изотопов в измерениях с кристаллами стильбена и антрацена хорошо согласуются между собой, подтверждают в пределах ошибок более ранние измерения [1] и совпадают с оценочными параметрами работы [5].

Список литературы

1. Александрова Э.А., Большов В.И., Кузнецов В.Ф. и др. Атомн. энергия, 1975, т.38, с.108.
2. Дулин В.А., Казанский Ю.А., Кузнецов В.Ф., Смиренкин Г.Н. Приборы и техника эксперимента, 1961, № 2, с.35.
3. Большов В.И., Гордеева Л.Д., Кузнецов В.Ф., Смиренкин Г.Н. В кн.: Физика деления ядер. М.: Госатомиздат, 1962, с.127.
4. Золотухин В.А. В кн.: Теория и методы расчета ядерных реакторов. М.: Госатомиздат, 1962, с. 223.
5. Старостов Б.И., Семенов А.Ф., Нефедов В.Н. Анализ и оценка экспериментальных данных по спектрам мгновенных нейтронов деления. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1980, вып.2(37), с.3.

Статья поступила в редакцию 2 марта 1981 г.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ АБСОЛЮТНЫХ КВАНТОВЫХ ВЫХОДОВ γ -ИЗЛУЧЕНИЯ КОРОТКОЖИВУЩИХ ПРОДУКТОВ ДЕЛЕНИЯ
 γ -СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКИМ МЕТОДОМ В ЦИКЛИЧЕСКОМ РЕЖИМЕ

А.Н.Гудков, В.В.Казанцев, В.В.Коваленко, А.Б.Колдобский,
 В.М.Колобашкин, А.И.Слусаренко

SHORT-LIVED FISSION PRODUCTS γ -RAYS ABSOLUTE INTENSITIES DETERMINATION BY γ -RAY SPECTROSCOPY IN CIRCLE IRRADIATION. The modified method for analysis of time-dependent γ -ray spectra of gross fission products obtained in circle irradiation is used for measurements of 13 fission products γ -rays absolute intensities. The results are compared with compiled γ -radiation data. Previously unknown absolute intensities of γ -rays following decay of ^{101}Nb , ^{102}Nb and ^{144}Ba are obtained.

Абсолютные квантовые выходы γ -излучения (особенно наиболее интенсивных линий) радионуклидов, в частности продуктов деления, являются важнейшими ядерными константами, характеризующими распад данного ядра. Их значения необходимо знать как для идентификации и измерения рассматриваемого нуклида, так и для изучения и прогнозирования существенных при использовании в прикладных задачах ядерно-физических характеристик отдельных нуклидов и их смесей. В то же время значения абсолютных квантовых выходов основных γ -линий даже хорошо изученных радионуклидов осколочного происхождения, приведенные в различных литературных источниках, в некоторых случаях существенно различаются [1]. Для короткоживущих продуктов деления эти различия встречаются значительно чаще, что подтверждается анализом некоторых компиляций [2-4].

Причина указанных несогласованностей заключается в ограниченности экспериментальных возможностей исследования характеристик γ -излучения многокомпонентных смесей короткоживущих радионуклидов. Традиционные радиохимические методы изотопного анализа в этих случаях часто неприменимы из-за необходимости провести нужные сепарирующие процедуры в течение ограниченного (несколько секунд) времени. Информация же, полученная на современных масс-сепараторах, обычно не может быть проверена другими методами, что не позволяет выявить и скорректировать возможные систематические погрешности измерений.

Изложенные обстоятельства свидетельствуют о необходимости как дальнейшего накопления информации об абсолютных квантовых выходах γ -излучения короткоживущих продуктов деления, так и разработки для этой цели новых экспериментальных методов. В настоящей работе описываются методика и результаты измерений абсолютных квантовых выходов γ -излучения короткоживущих осколочных ядер с использованием полупроводниковой γ -спектрометрии облученного образца делящегося материала в циклическом режиме без предварительной химической сепарации [5]. Абсолютный квантовый выход исследуемых γ -линий определяли следующим образом:

$$\eta[(E_\gamma)_x] = \frac{A[(E_\gamma)_x]}{A[(E_\gamma)_z]} \frac{\beta[(E_\gamma)_z]}{\beta[(E_\gamma)_x]} \frac{\varepsilon[(E_\gamma)_z]}{\varepsilon[(E_\gamma)_x]} \frac{Y_z^{(c)}}{Y_x^{(c)}} \eta[(E_\gamma)_z],$$

где индекс x описывает осколочный нуклид с хорошо известным кумулятивным выходом, при распаде которого возникает исследуемая γ -линия; z - реперный нуклид, для которого с высокой надежностью известны выход при делении и абсолютный квантовый выход сопровождающей его распад и удобной для детектирования γ -линии. При наличии у реперного нуклида нескольких удобных для регистрации γ -линий или же нескольких реперных нуклидов искомую величину $\eta[(E_\gamma)_x]$ находили усреднением с учетом статистического веса.

В проведенных измерениях отношение $\beta[(E_\gamma)_z]/\beta[(E_\gamma)_x]$ принималось равным единице, так как в исследуемом интервале энергий γ -излучения самопоглощением в небольшом по размерам образце можно пренебречь. Калибровка спектрометра по относительной фотоэффективности производилась в геометрии измерения образцов с помощью источника ^{226}Ra в равновесии с дочерними продуктами распада по методике, описанной в работе [6]. В качестве делящегося материала целесообразно использовать ^{235}U , выходы осколочных ядер при делении которого тепловыми нейтронами известны лучше, чем для других процессов деления. Облучение проводили на реакторе ИРТ-2000(МИФИ) в потоке нейтронов плотностью около $2 \cdot 10^{10}$ нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$. Время облучения и число измерений в каждом цикле

были выбраны равными 10 и 30с соответственно при длительности каждого измерения по "живому" времени 2 с. Число циклов составило 41.

Необходимые характеристики реперных продуктов деления представлены в табл.1, а результаты измерения в сравнении с имеющейся экспериментальной информацией - в табл.2. Значения кумулятивных выходов продуктов деления ^{235}U тепловыми нейтронами выбраны в соответствии с данными работы [7].

Таблица 1
Характеристики реперных нуклидов

Нуклид	$T_{1/2}, \text{с}$	$E_{\beta}, \text{кэВ}$	$\eta[(E_{\beta})_z], \%$	$Y_z^{(c)} [7]$
^{89}Kr	190,8	220,9	22,5	$4,56 \pm 0,28$
^{137}Xe	205,8	455,45	31,8	$6,17 \pm 0,37$

Полученные результаты свидетельствуют, на наш взгляд, о широких возможностях, которые открывает использование метода АТ-анализа в циклическом режиме для исследования ядерно-физических характеристик короткоживущих продуктов деления.

Таблица 2

Абсолютные квантовые выходы β -излучения короткоживущих продуктов деления

Нуклид	$T_{1/2}, \text{с}$	$Y^{(c)} [7]$	$E_{\beta}, \text{кэВ}$	$\eta[(E_{\beta})]$ (компиляционные данные)	$\eta[(E_{\beta})]$ (результаты настоящей работы)
^{88}Br	16,3	$2,25 \pm 0,13$	775,2	77 [2], [3]	$39,4 \pm 4,7$
^{90}Kr	32,32	$4,94 \pm 0,30$	121,82	3,349 [2]; 33,5 [3]; 58,0 [4]	$57,8 \pm 5,4$
^{99}Zr	2,4	$5,43 \pm 0,32$	469,2	56 [3]; 50 [4]	$40,3 \pm 4,6$
^{99}Ni	15,0	$3,93 \pm 0,31$	137,2	71 [3]; 92 [4]	$87,5 \pm 8,9$
^{100}Zr	7,1	$5,60 \pm 0,11^{\text{X}}$	504,3	57,41 [2]	$24,1 \pm 2,0$
^{101}Ni	7,1	$4,99 \pm 0,17^{\text{X}}$	276,4	-	$16,7 \pm 1,6$
^{102}Ni	4,5	$4,08 \pm 0,38$	296,4; 551,9	-	$36,7 \pm 3,9$; $11,7 \pm 1,3$
^{103}Tc	54,2	$3,16 \pm 0,19^{\text{X}}$	210,3	17,928 [2]; 6,9 [3]	$19,9 \pm 2,3$
			346,2	27,201 [2]; 14,0 [3]	$30,3 \pm 3,5$
^{139}Xe	39,7	$5,31 \pm 0,32$	174,92	21,027 [2]; 17,8 [3]; 19,6 [4]	$14,7 \pm 1,4$
			218,59	56,83 [2]; 50,2 [3]; 55,0 [4]	$39,8 \pm 4,2$
^{140}Xe	13,6	$3,75 \pm 0,23$	621,98	8,4 [3]	$10,7 \pm 2,0$
^{143}Ba	12,0	$5,23 \pm 0,36$	211,5	10 [3]	$17,6 \pm 2,5$
^{144}Ba	10,7	$4,28 \pm 0,34$	388,0 430,4	-	$9,1 \pm 1,4$; $25,8 \pm 3,0$
^{144}La	42,4	$5,35 \pm 0,06^{\text{XX}}$	397,3	90,33 [2]	$90,9 \pm 6,1$

X Значения кумулятивных выходов получены суммированием относительных независимых выходов предшественников изучаемого ядра с последующим умножением на рекомендованное значение выхода данной массы.

XX Значение кумулятивного выхода ^{144}La получено вычитанием из кумулятивного выхода ^{144}Ce независимого выхода ^{144}Ce .

Список литературы

1. Гудков А.Н., Живун В.М., Коваленко В.В. и др. Определение абсолютного квантового выхода гамма-излучения с энергией 196,1 кэВ криптона-88 методом амплитудно-временного анализа спектра гамма-излучения несепарированной смеси продуктов деления. - В кн.: Экспериментальные методы ядерной физики. Вып.5. М.: Атомиздат, 1979, с.109-112.
2. Blacot J., Fiche Ch. Gamma-Ray and Half-Life Data for the Fission Products. - Atom. Data Nucl. Data Tabl., 1977, v.20, p.241-310.
3. Reus V., Westmeier I., Warnecke I. Gamma-Ray Catalog. - Report GSI-79-2, 1979.
4. Tobias A. An Ordered Table of Gamma Radiation Derived from an ENDF/B-IV Fission Product Data File. - Report BNL-RD/B/N 4053, 1977.
5. Гудков А.Н., Казанцев В.В., Коваленко В.В. и др. Измерение выходов короткоживущих продуктов деления ^{235}U тепловыми нейтронами γ -спектрометрическим методом в циклическом режиме. - См. настоящий сборник, с.49.
6. Бялко А.А., Гудков А.Н., Живун В.М. и др. Выходы продуктов урана-235 и плутония-239 нейтронами спектра быстрого реактора БР-1. - См. [1], вып.3, с.82-95.
7. Meek M.E., Rider B.F. Compilation of Fission Product Yields. - Report NEDO-12154-2, 1977.

Статья поступила в редакцию 11 декабря 1980 г.

УДК 539.173.4

ИЗМЕРЕНИЕ ВЫХОДОВ КОРОТКОЖИВУЩИХ ПРОДУКТОВ ДЕЛЕНИЯ ^{235}U
ТЕПЛОВЫМИ НЕЙТРОНАМИ γ -СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКИМ МЕТОДОМ В ЦИКЛИЧЕСКОМ РЕЖИМЕ

А.Н.Гудков, В.В.Казанцев, В.В.Коваленко,
А.Б.Колдобский, В.М.Колобашкин, А.И.Слусаренко

SHORT-LIVED FISSION PRODUCTS YIELD MEASUREMENTS FOR THERMAL NEUTRON INDUCED FISSION OF ^{235}U BY γ -RAY SPECTROSCOPY OF GROSS FISSION PRODUCTS IN CIRCLE IRRADIATION. The modified method for analysis of time-dependent γ -ray spectra of gross fission products obtained in circle irradiation developed for measuring of fission products yields is described. The results of determination of cumulative yields for thermal neutron induced fission of ^{235}U are presented.

Дальнейшее накопление и систематизация экспериментальной информации о выходах находящихся вдали от линии β -стабильности продуктов деления тяжелых ядер нейтронами связаны с необходимостью развития методов изотопного анализа многокомпонентных смесей короткоживущих радионуклидов. В этих случаях применение традиционных методов изотопного анализа, таких, как радиохимия и масс-спектрометрия, сопряжено с серьезными трудностями. Использование же с этой целью масс-сепараторов ядер отдачи также имеет существенные ограничения: к настоящему времени эти установки могут быть использованы для анализа выходов продуктов деления лишь в легком пике массовых распределений; все опубликованные результаты исследований на масс-сепараторах получены при исследовании выходов продуктов деления ^{235}U тепловыми нейтронами и не охватывают иных реакций деления; экспериментальные комплексы на основе масс-сепараторов ядер отдачи чрезвычайно сложны и дороги в проектировании, постройке и эксплуатации, что делает их широкое использование различными научными группами невозможным.

Изложенные обстоятельства указывают на актуальность как разработки новых методов измерения выходов короткоживущих продуктов деления, так и исследований массовых и зарядовых распределений осколочных нуклидов при протекании реакций деления, отличных от деления ^{235}U тепловыми нейтронами.

В настоящей работе описываются методика и основные результаты измерений кумулятивных выходов короткоживущих продуктов деления ^{235}U тепловыми нейтронами с использованием полупроводниковой γ -спектрометрии облученного образца в циклическом режиме без предварительной химической сепарации.

Эксперимент проводили следующим образом. Исследуемые образцы – герметичные навески делящихся материалов массой около 2 мг – облучали в реакторе в течение времени T . Затем с помощью быстродействующей автоматизированной пневмопочты, оборудованной концевыми выключателями позиций облучения и измерения, таймерами отдельных стадий эксперимента и фиксаторами их реальной длительности (подробное описание пневмопочты приведено в работе [1]), облученный образец доставлялся на позицию измерения (время доставки составляло около 2,5 с); спустя время t после окончания облучения образец измеряли на гамма-спектрометре с коаксиальным германий-литиевым детектором (чувствительным объемом 63 см³ и с энергетическим разрешением 3 кэВ для энергии 661 кэВ) и многоканальным амплитудным анализатором НТА-1024 на линии с ЭВМ ЕС-1010. В работе использовали модифицированный метод измерений на последовательных временных интервалах, или медленный АТ-анализ, который был ранее успешно использован для определения выходов сравнительно долгоживущих продуктов деления в одноцикловом режиме [2-5]. В течение каждого цикла облученный образец измеряли несколько десятков раз по "живому" времени анализатора в интервале энергий γ -излучения 100-1200 кэВ, причем после каждого измерения накопленная информация передавалась в оперативную память ЭВМ, а память многоканального амплитудного анализатора полностью освобождалась. По истечении общего времени цикла Θ образец с помощью пневмопочты снова доставлялся на позицию облучения. Затем цикл повторялся, причем временные параметры отдельных стадий эксперимента оставались неизменными. Для выполнения этого требования время выдержки до первого измерения t_1 выбирали несколько большим, чем максимально возможное время доставки.

Во ходе эксперимента информация, накопленная в памяти ЭВМ при измерениях в физически тождественных временных интервалах циклов, суммировалась поканально, чем достигалась необходимая статистика при идентификации и измерениях короткоживущих продуктов деления.

Пусть в скорость счета в исследуемом фотопике вносят вклад L радионуклидов. Тогда скорость счета n_{ij} , обусловленная i -м нуклидом ($i = 1, \dots, L$) в j -м цикле, равна

$$n_{ij}(t) = A_i [1 - \exp(-\lambda_i T)] \sum_{\ell=1}^j \exp\{-\lambda_i [(j-\ell)\Theta + t]\} = A_i [1 - \exp(-\lambda_i T)] [1 - \exp(-\lambda_i \Theta j)] [1 - \exp(-\lambda_i \Theta)]^{-1} \times \exp(-\lambda_i t). \quad (I)$$

Здесь λ_i – постоянная распада i -го нуклида; $A_i = N_A \mu \sigma_f \Phi m \epsilon_{E_\gamma} \eta_{i E_\gamma} \beta_{E_\gamma} Y_i^{(c)}$, где N_A – число Авогадро; μ – относительная атомная масса делящегося вещества; σ_f – сечение деления; Φ – плотность потока нейтронов на позиции облучения; m – масса делящегося вещества; ϵ_{E_γ} – светосила спектрометра для γ -квантов с энергией E_γ ; β_{E_γ} – поправка на самопоглощение в образце для энергии E_γ ; $\eta_{i E_\gamma}$ – абсолютный квантовый выход γ -линии E_γ , принадлежащей i -му нуклиду; $Y_i^{(c)}$ – абсолютный кумулятивный выход i -го нуклида.

Соотношение (I) получено в предположении, что периоды полураспада ядер-предшественников исследуемого нуклида много меньше его собственного периода полураспада и времени T . Тогда для числа импульсов, обусловленных i -м нуклидом и зарегистрированных в исследуемом фотопике за время измерения τ_j в j -м цикле, можно записать

$$N_{ij}(t, \tau_j) = \int_t^{t+\tau_j} P_j(t) n_{ij}(t) dt = A_i \int_t^{t+\tau_j} P_j(t) [1 - \exp(-\lambda_i T)] \frac{[1 - \exp(-\lambda_i \Theta j)]}{[1 - \exp(-\lambda_i \Theta)]} \exp(-\lambda_i t) dt,$$

где $P_j(t) = 1 - P_{0j} \exp[-\alpha_j(t)t]$ – некоторая функция, учитывающая изменение загрузки спектрометрического тракта во время измерения [4]; $P_{0j}, \alpha_j(t)$ – параметры. Установлено, что параметр $\alpha_j(t)$ при $t \geq t_1$ хорошо описывается выражением $\alpha_j(t) = B_j + C_j |t$, где B_j и C_j – постоянные, определяемые из длительностей каждого измерения по "живому" и текущему времени.

Суммируя по всем k циклам, получаем

$$N_i(t, k) = \sum_{j=1}^k N_{ij}(t, \tau_j) = \frac{A_i [1 - \exp(-\lambda_i T)]}{\lambda_i [1 - \exp(-\lambda_i \Theta)]} \sum_{j=1}^k G_{ij} V_{ij} \quad (2)$$

$$\text{Здесь } G_{ij} = 1 - \frac{B_j \lambda_i (\tau_j - \tau_{жс})}{B_j + \lambda_i} \frac{\{1 - \exp[-(B_j + \lambda_i) \tau_j]\}}{[1 - \exp(-B_j \tau_j)] [1 - \exp(-\lambda_i \tau_j)]},$$

$$\text{где } \tau_{жс} = \int_t^{t+\tau_j} P_j(t) dt = \tau_j - P_{0j} \exp[-(C_j + B_j t)] \frac{[1 - \exp(-B_j \tau_j)]}{B_j} - \text{"живое" время измерения;}$$

$$V_{ij} = [1 - \exp(-\lambda_i \tau_j)] [1 - \exp(-\lambda_i \Theta_j)] \exp(-\lambda_i t).$$

Суммируя выражение (2) по i и зная из эксперимента числа импульсов в фотопике при измерениях на последовательных временных интервалах $N_{\alpha}(t_{\alpha}, k) \pm \sigma_{\alpha}$ ($\alpha = 1, 2, \dots, M$ - число измерений в цикле), можно найти коэффициенты A_i , минимизируя с использованием метода наименьших квадратов выражение

$$S = \sum_{\alpha=1}^M \left\{ \sum_{i=1}^L \frac{A_i [1 - \exp(-\lambda_i T)]}{\lambda_i [1 - \exp(-\lambda_i \Theta)]} \sum_{j=1}^k G_{ij\alpha} Y_{ij\alpha} - N_{\alpha}(t_{\alpha}, k) \right\}^2 \frac{1}{\sigma_{\alpha}^2}.$$

Для анализа с целью нахождения N_{α} сложных линейчатых спектров γ -излучения несепарированной смеси продуктов деления использовали модифицированную программу обработки, описанную в работе [6]. Необходимые значения энергий γ -излучения и периодов полураспада взяты в соответствии с каталожной работой [7].

Выходы продуктов деления ^{233}U находили модифицированным методом R -отношений [2, 4], определяемым выражением

$$Y_{3i}^{(c)} = Y_{5i}^{(c)} \left(\frac{A_{3i}}{A_{5i}} \right) \left[\frac{Y_{3z}^{(c)}}{Y_{5z}^{(c)}} \left(\frac{A_{5z}}{A_{3z}} \right) \right],$$

где индексами 3 и 5 обозначены величины, относящиеся к ^{233}U и ^{235}U соответственно; индексом z - величины, относящиеся к одному или нескольким реперным нуклидам, значения выходов которых с достаточной надежностью известны как для исследуемого с индексом 3, так и для нормирующего с индексом 5 процессов деления. Индексы усреднения A -отношений отражают возможность измерения исследуемых и (или) реперных продуктов деления по нескольким γ -линиям. Усреднение выражения в квадратных скобках соответствует возможному наличию нескольких реперных нуклидов.

Применение метода R -отношений позволяет избежать необходимости учета физических и регистрационных характеристик γ -излучения продуктов деления и прежде всего абсолютных квантовых выходов, неопределенности значений которых могут явиться источником серьезных ошибок при нахождении выходов [2, 8].

Характеристики реперных нуклидов, используемых в настоящей работе, сведены в табл. I. Значения их выходов выбирали в соответствии с данными работы [9]. Незначительный разброс полученных значений δ свидетельствует, на наш взгляд, о непротиворечивости применяемой методики.

Временные параметры эксперимента, проведенного на реакторе ИРТ-2000 (ИЯЭИ) в потоке нейтронов с плотностью около 10^{10} нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$, приведены в табл. 2, а полученные результаты - в табл. 3. Значения выходов исследуемых ядер при делении ^{233}U тепловыми нейтронами взяты из работы [9]. Следует отметить, что все полученные отношения $Y_3^{(c)}/Y_5^{(c)}$ для изучаемых короткоживущих продуктов деления оказались меньшими единицы. Это соответствует неоднократно отмечавшемуся факту сдвига наиболее вероятных зарядов $[Z_p]_3$ по сравнению с $[Z_p]_5$ к области β -стабильных ядер.

Таблица I

Характеристики реперных продуктов деления

Реперный нуклид	$T_{1/2}$, с	$Y_5^{(c)}$, % [9]	$Y_3^{(c)}$, % [9]	E_γ , кэВ	$\delta = \frac{Y_{3z}^{(c)}(A_{5z})}{Y_{5z}^{(c)}(A_{3z})}$
^{89}Kr	190,8	4,66 \pm 0,28	5,54 \pm 0,58	218,59	0,651 \pm 0,055
^{90}Kr	32,32	4,94 \pm 0,60	3,92 \pm 0,39	121,82	0,753 \pm 0,058
^{137}Xe	205,8	6,18 \pm 0,37	6,65 \pm 0,67	455,45	0,598 \pm 0,051
^{139}Xe	39,7	5,31 \pm 0,32	3,12 \pm 0,34	218,59	0,638 \pm 0,067

Примечание. $\delta = 0,657 \pm 0,028$.

Таблица 2

Значения временных параметров эксперимента

Делящееся ядро	T, с	k	t_1 , с	M	$\tau_{\text{эс}}$, с
^{235}U	10	41	3	30	2
^{233}U	20	66	3	30	2

Таблица 3

Результаты измерений кумулятивных выходов продуктов деления ^{233}U тепловыми нейтронами

Продукт деления	$T_{1/2}$, с	$Y_5^{(c)}$, % [9]	$Y_3^{(c)}/Y_5^{(c)}$	$Y_3^{(c)}$, %
^{88}Br	16,3	2,25 \pm 0,13	0,485 \pm 0,094	1,09 \pm 0,22
^{99}Nb	15,0	3,93 \pm 0,31	0,548 \pm 0,028	2,16 \pm 0,20
^{100}Zr	7,1	5,60 \pm 0,11*	0,766 \pm 0,066	4,29 \pm 0,38
^{101}Nb	7,1	4,99 \pm 0,17*	0,255 \pm 0,019	1,27 \pm 0,11
^{103}Te	54,2	3,16 \pm 0,19*	0,495 \pm 0,060	1,57 \pm 0,21
^{136}I	48,0	5,05**	0,672 \pm 0,036	3,39
^{143}Ba	12,0	5,23 \pm 0,36	0,759 \pm 0,129	3,97 \pm 0,73
^{144}La	42,4	5,35 \pm 0,06***	0,860 \pm 0,043	4,60 \pm 0,23

* Значения кумулятивных выходов получены суммированием относительных независимых выходов предшественников и изучаемого ядра с последующим умножением на рекомендованное значение выхода данной массы.

** За отсутствием экспериментального значения кумулятивного выхода ^{136}I при делении ^{235}U тепловыми нейтронами использовано его рекомендованное расчетное значение [9].

*** Значение кумулятивного выхода ^{144}La получено вычитанием из кумулятивного выхода ^{144}Ce его независимого выхода.

Список литературы

1. Гудков А.Н., Казанцев В.В., Колдобский А.Б., Колобашкин В.М. Циклическая пневмотранспортная установка на реакторе ИРТ-2000 МИФИ. - В кн.: Экспериментальные методы ядерной физики. Вып.7, М.: Атомиздат, 1980, с.30-34.
2. Гудков А.Н., Живун В.Н., Жуков И.В. и др. Определение выходов продуктов деления тория-232, урана-233, урана-235, урана-238, плутония-239 быстрыми нейтронами. - В кн.: Нейтронная физика (Материалы 4-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 18-22 апреля 1977 г.). Ч.3. М.: ЦНИИАтоминформ, 1977, с.192-196.
3. Бялко А.А., Гудков А.Н., Живун В.М. и др. Выходы продуктов деления урана-235 и плутония-239 нейтронами спектра быстрого реактора БР-1. - См. [1], вып.3, с.82-95.
4. Гудков А.Н., Живун В.М., Коваленко В.В. Методика определения выходов продуктов деления тория-232, урана-233, урана-235, урана-238, плутония-239 быстрыми нейтронами. - Там же, вып.4, с.105-112.
5. Гудков А.Н., Живун В.М., Звонарев А.В. и др. Измерение выходов продуктов деления ^{236}U нейтронами спектра быстрого реактора. - Атомн. энергия, 1980, т.48, вып.6, с.401-402.
6. Гудков А.Н., Живун В.М., Коваленко В.В., Колобашкин В.М. Методика быстрой обработки сложных гамма-спектров несепарированной смеси продуктов деления. - См. [1], вып.6, с.81-90.

7. Blachot J., Fiche Ch. Gamma-Ray and Half-Life Data for the Fission Products. - Atom. Data Nucl. Data Tabl., 1977, v.20, p.241-310.
8. Гудков А.Н., Живун В.М., Коваленко В.В. и др. Определение абсолютного квантового выхода гамма-излучения с энергией 196,1 кэВ криптона-88 методом амплитудно-временного анализа спектра гамма-излучения несепарированной смеси продуктов деления. - См. [1], вып.5, с.109-112.
9. Meek M.E., Rider B.F. Compilation of Fission Product Yields. - Report NEDO-12154-2, 1977.

Статья поступила в редакцию 11 декабря 1980 г.

УДК 539.170.01

ПОЛУЧЕНИЕ ОБОБЩЕННОГО СПЕКТРА ЧАСТОТ КОЛЕБАНИЙ АТОМОВ ЗАМЕДЛИТЕЛЯ
ИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДВАЖДЫ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ РАССЕЯНИЯ МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ

Ю.В.Л и с и ч к и н, А.Г.Н о в и к о в, В.А.С е м е н о в, С.И.Т и х о н о в а

THE DERIVATION OF THE GENERALIZED FREQUENCY DISTRIBUTION OF MODERATOR ATOMS FROM EXPERIMENTAL DOUBLE DIFFERENTIAL SCATTERING CROSS-SECTION OF THERMAL NEUTRONS. The procedure of the derivation of the generalized frequency distribution function for incoherently scattering atoms is described. The problem of the derivation is solved by taking into account effects of elastic (quasielastic), multiphonon and multiple scattering. The results of data processing using the program SPECTR are given both for "paper" and real experiment.

Для расчета различных характеристик рассеяния медленных нейтронов реакторными замедлителями необходимо (во многих случаях практически достаточно) знать обобщенный спектр частот колебаний основного рассеивающего атома [1]. Как правило, наиболее полные и точные данные по обобщенному спектру частот можно получить, анализируя результаты измерений дважды дифференциальных сечений (ДДС) рассеяния медленных нейтронов [2]. Однако связь обобщенного спектра частот с ДДС даже в случае справедливости некогерентного гауссовского приближения является сложной и носит нелинейный характер [3]:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} = \frac{\sigma_f}{4\pi} \left(1 + \frac{1}{\mu}\right)^2 \frac{k}{k_0} \exp[-\kappa^2 \gamma(0)] \frac{1}{2\pi\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} dt \exp[-i\omega t + \kappa^2 \gamma(t)], \quad (1)$$

где

$$\gamma(t) = \frac{\hbar}{2\mu} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(i\omega t) q(\omega) d\omega}{\omega [1 - \exp(-\hbar\omega/k_B T)]}; \quad (2)$$

$\kappa^2 = k^2 + k_0^2 - 2kk_0 \cos \theta$; σ_f - сечение рассеяния на свободном ядре; μ - масса атома рассеивателя в единицах массы нейтрона; k_0, k - модуль волнового вектора нейтрона до и после рассеяния соответственно; \hbar - постоянная Планка, деленная на 2π ; t - время; ω - круговая частота; k_B - постоянная Больцмана; T - температура рассеивателя; $q(\omega)$ - обобщенный спектр частот.

Используя соотношение (2), можно преобразовать выражение (1) таким образом, чтобы выделить в ДДС неупругого рассеяния вклад однофононного рассеяния, линейный относительно $q(\omega)$, с точностью до фактора Дебая - Уоллера:

$$\frac{d^2\sigma_{inel}}{d\Omega dE} = \frac{\sigma_f}{4\pi} \left(1 + \frac{1}{\mu}\right)^2 \frac{k}{k_0} \exp[-\alpha^2 \gamma(0)] \left\langle \frac{\hbar^2 \alpha^2}{2\mu} \frac{g(\omega)}{\omega [\exp(-\hbar\omega/k_B T) - 1]} + \frac{1}{2\pi\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} dt \exp(-i\omega t) \left\{ \exp[\alpha^2 \gamma(t)] - 1 - \alpha^2 \gamma(t) \right\} \right\rangle. \quad (3)$$

Второе слагаемое в угловых скобках выражения (3) отражает роль многофононных процессов. Вклад последних в ДДС неупругого рассеяния часто не является малым по сравнению с вкладом однофононных процессов, особенно при высоких температурах замедлителя [3]. Данное обстоятельство обуславливает первую трудность получения величины $g(\omega)$ из ДДС.

Проблема получения обобщенного спектра частот из экспериментальных ДДС значительно затрудняется также наличием весьма существенных в большинстве случаев методических эффектов. Действительно, ДДС неупругого рассеяния, наблюдаемые в реальном эксперименте, кроме вклада многофононного рассеяния всегда содержат также вклады упругого (за счет конечного разрешения спектрометра) и многократного (за счет конечных размеров образца) рассеяний. В известных авторам работах, в которых $g(\omega)$ получали из нейтронных данных, указанные трудности преодолевали следующим образом. Вкладом упругого (квазиупругого) рассеяния в ДДС, начиная с некоторого $\varepsilon \geq \varepsilon_y$, пренебрегали. Значение ε_y оценивали, исходя из полуширины функции разрешения в упругом пике. При этом или пренебрегали влиянием конечных размеров образца [4], или предварительно корректировали экспериментальные ДДС на эффект многократного рассеяния [5]. Далее осуществлялась итерационная процедура получения $g(\omega)$, основанная на методе Эгельстаффа или на выделении вклада однофононного рассеяния. При этом, как правило, роль разрешения не учитывалась.

В работе [6] показано, что введение поправки на многократное рассеяние ранее проводилось недостаточно корректно. Однако даже при использовании более правильного метода введения этой поправки в случае существенного вклада многократного рассеяния в экспериментальные ДДС недостаточно одноразовой коррекции последних перед применением в дальнейшем итерационной процедуры получения обобщенного спектра. Подобное фактическое исключение эффектов многократного рассеяния из итерационной процедуры основано на неверном в общем случае представлении о слабой чувствительности многократного рассеяния к изменению формы $g(\omega)$. Однако, хотя вклад многократного рассеяния нейтронов и определяется многократными интегралами от ДДС; во многих случаях он весьма существенно зависит от обобщенного спектра частот. Дело в том, что среди процессов многократного рассеяния в той области начальных энергий и углов рассеяния, где обычно проводятся нейтронные эксперименты для получения $g(\omega)$, преобладают упруго-однофононные и однофононно-упругие переходы. А вклад этих процессов в наблюдаемые ДДС прямо пропорционален обобщенному спектру частот. Поэтому, как правило, вклад многократного рассеяния зависит от $g(\omega)$ значительно сильнее, чем вклад многофононного рассеяния, определяемый интегралами от обобщенного спектра. Данный вывод подтверждается и конкретными расчетами, проделанными по программам FISC и DDS [6]. Кроме того, в большинстве экспериментов, выполняемых в целях определения величины $g(\omega)$, вклад многократнорассеянных нейтронов в области однофононного рассеяния часто существенно превышает вклад многофононного рассеяния. В связи с изложенными обстоятельствами для работ по получению оцененных ДДС важнейших замедлителей характерна такая ситуация, когда, несмотря на имеющиеся в наличии модели обобщенного спектра частот, полученные различными как экспериментальными, так и расчетными методами, ни одна из моделей не дает достаточного согласия с экспериментальными ДДС, измеренными при различных температурах в широкой области передач импульса и энергии нейтрона. Особенно это относится к измерениям, выполненным при низких начальных энергиях нейтронов и малых углах рассеяния.

Таким образом, существует необходимость разработки более совершенных методов получения обобщенного спектра частот. В настоящей работе описываются методы получения величины $g(\omega)$, основанные на сравнении экспериментальных ДДС с расчетными, вычисленными адекватно экспериментальным, исходя из заданного приближения $g(\omega)$. Ограничимся рассмотрением замедлителей, к которым хорошо применимо некогерентное приближение. При этом главное ограничение описываемого метода расчета заключается в использовании гауссовского приближения для автокорреляционной функции основного рассеивающего атома. Учет негауссовских эффектов проводится лишь для квазиупругого рассея-

ния [6]. В рамках указанных ограничений задачу получения модели обобщенного спектра частот, более точной, чем исходная, можно решать различными вариантами метода последовательных приближений на основе адекватного сравнения расчетных и экспериментальных ДДС. Выбор варианта метода последовательных приближений зависит от объема и точности экспериментальных данных по ДДС, специфики исследуемого замедлителя, а также от точности определения параметров экспериментальной установки, необходимых при учете методических эффектов (например, функции разрешения спектрометра). ДДС, наблюдаемое экспериментально, всегда можно представить в виде суммы сечений, соответствующих вкладам упругого (квазиупругого), однофононного, многофононного и многократного рассеяний:

$$\frac{d^2\sigma_{\text{эксп}}}{d\Omega dE} = \left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}\right)_{\text{упр}} + \left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}\right)_{\text{оф}} + \left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}\right)_{\text{мф}} + \left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}\right)_{\text{мкр}} \quad (4)$$

В случае, если ДДС измерены в абсолютных единицах с хорошей точностью и энергетическая шкала и форма функции разрешения спектрометра (по крайней мере для упругого пика) определены также с достаточной точностью, процедуру получения обобщенного спектра частот можно организовать следующим образом. Исходя из n -го приближения $g(\omega)$, рассчитаем $(d^2\sigma_{\text{расч}}/d\Omega dE)_n$ адекватное (с учетом сделанных выше замечаний) экспериментальному. Если степень согласия с экспериментом неудовлетворительна, предполагаем, что вся разница $\Delta\sigma_{\text{р.э}}^n = d^2\sigma_{\text{эксп}}/d\Omega dE - (d^2\sigma_{\text{расч}}/d\Omega dE)_n$ обусловлена отличием истинного обобщенного спектра $g_0(\omega)$ от приближенного $g_n(\omega)$. Так как связь $\Delta\sigma_{\text{р.э}}^n$ с $g_0(\omega)$ в этом случае остается нелинейной и весьма сложной, перейдем к рассмотрению вместо истинного $g_0(\omega)$ - приближения $(n+1)$ -го приближения обобщенного спектра, предполагая, что значение $g_n(\omega)$ позволяет точно описать $\gamma(0)$ и все составляющие наблюдаемого ДДС, кроме вклада однофононного рассеяния, наиболее чувствительного к виду $g(\omega)$. Тогда связь $(n+1)$ - и n -го приближений обобщенного спектра частот определится соотношением

$$g_{n+1}(\omega) = \Delta\sigma_{\text{р.э}}^n \frac{\omega [1 - \exp(-\hbar\omega/kT)]}{(\sigma_f/4\pi)(k/k_0)(1 + 1/\mu)^2} \exp[\gamma_n(0)\alpha^2] + g_n \omega \quad (5)$$

Отметим, что как n -е, так и $(n+1)$ -е приближения обобщенного спектра частот должны быть нормированы на единицу и неотрицательны. Процедура получения $g(\omega)$, основанная на выражении (5), далее называется методом вычитания. При практическом использовании метода вычитания часто возникают трудности, связанные с недостаточной точностью измерения ДДС, так как вычитание поправок может быть проведено лишь на уровне абсолютных значений. К абсолютным измерениям ДДС, выполненным с невысокой точностью, или к относительным измерениям может быть применена процедура получения обобщенного спектра, которая далее называется методом умножения. В этом методе предполагается, что отношение однофононного вклада к полному ДДС в случае расчета и эксперимента совпадает. Тогда $(n+1)$ -е приближение обобщенного спектра частот получается из n -го приближения на основе выражения

$$g_{n+1}(\omega) = \frac{d^2\sigma_{\text{эксп}}}{d\Omega dE} \frac{\omega [1 - \exp(\hbar\omega/kT)]}{(\sigma_f/4\pi)(k/k_0)(1 + 1/\mu)^2} \left(\frac{d^2\sigma_{\text{расч}}^{\text{оф}}}{d\Omega dE} / \frac{d^2\sigma_{\text{расч}}^{\text{полн}}}{d\Omega dE} \right)_n \quad (6)$$

Методы получения обобщенного спектра частот, кратко рассмотренные выше, были реализованы в программе SPECTR, написанной на языке ФОРТРАН-IV для ЭВМ БЭСМ-6. Необходимые для получения спектра расчетные характеристики и поправки, входящие в формулы (5), (6), определяются с использованием написанных ранее блоков комплекса программ BDS, SCATL и FISC [6]. ДДС однофононного некогерентного рассеяния исходного приближения, необходимое при использовании методов умножения и вычитания, усредняется по функции разрешения, если исходная модель спектра частот получена расчетным путем. При вычислении последующих приближений усреднение однофононного ДДС по функции разрешения не производится.

Таким образом, в результате расчетов по программе SPECTR находим обобщенный спектр частот, усредненный по функции разрешения. Для получения "истинного" вида спектра необходимо решение соответствующей обратной задачи, проводимое специальными методами. В настоящей работе эти вопросы не рассматриваются.

Первым этапом проверки метода получения $g(\omega)$, реализованного в программе SPECTR, явились "бумажные" эксперименты по получению обобщенного спектра частот. Это целесообразно с методической точки зрения, так как позволяет:

- избежать неопределенностей, присутствующих при анализе реального эксперимента;
- оценить точность получения $g(\omega)$;
- исследовать зависимость необходимого объема вычислительной работы от заданной точности получения $g(\omega)$.

Рассмотрим "бумажный" эксперимент по получению обобщенного спектра частот для гидрида циркония $ZrH_{1,84}$ (порошкообразный образец цилиндрической формы, температура образца $T = 300^\circ\text{C}$, начальная энергия $E_0 = 8,95$ мэВ, угол рассеяния $\theta = 38^\circ$). Эксперимент проводили следующим образом. Исходя из модели обобщенного спектра частот гидрида циркония, приведенной в работе [7], по программе FISC было вычислено "экспериментально наблюдаемое ДДС" для условий, полностью соответствующих реальному эксперименту на спектрометре ДИН-ПМ. Это ДДС было введено в качестве экспериментальных данных в программу SPECTR. За исходное приближение $g(\omega)$ брали используемую в реакторных расчетах феноменологическую модель обобщенного спектра гидрида циркония "дебай + гауссиан" [2].

Этот спектр и соответствующие им ДДС, полученные методом умножения, после различного числа итераций в сравнении с истинным и исходным спектрами показаны на рис.1,2. Как видно из рисунков, спектр наиболее медленно приближается к истинному в той области передач энергии, где сечение однофононного рассеяния крайне мало по сравнению с вкладом упругого и многократного рассеяний (что и следовало ожидать). В то же время "экспериментальные" ДДС существенно менее чувствительны к отличию приближенного обобщенного спектра частот от истинного. При применении программы SPECTR к аналогичному реальному эксперименту (рис.3-6) согласие адекватных ДДС несколько хуже, что может быть связано как с ошибками в определении функции разрешения, так и с недостаточной точностью гауссовского приближения.

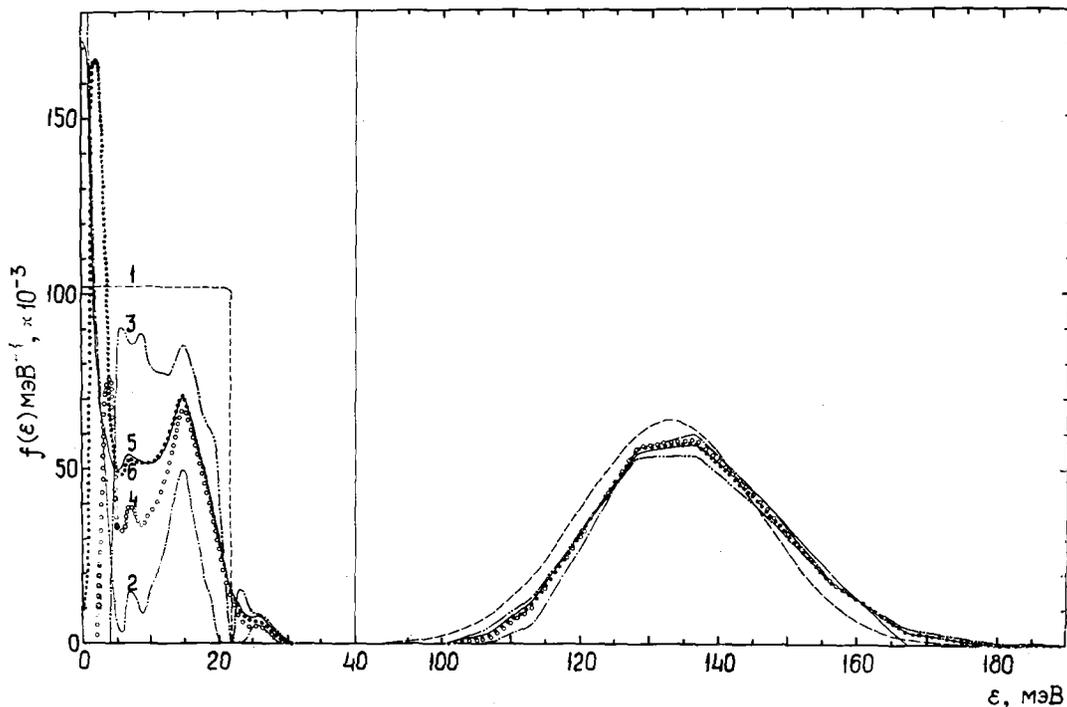


Рис.1. Обобщенный спектр частот атома водорода в гидриде циркония ZrH_2 , $[f(\epsilon) = g(\epsilon)/(2sh \epsilon/kT)]$, где $\epsilon = \hbar\omega$; $\theta = 38^\circ$, "бумажный" эксперимент, метод умножения: 1 - исходное приближение; 2 - 1-е приближение; 3 - 2-е приближение; 4 - 5-е приближение; 5 - истинный спектр, заложенный при расчете экспериментальных ДДС, усредненный по функции разрешения спектрометра; 6 - 14-е приближение.

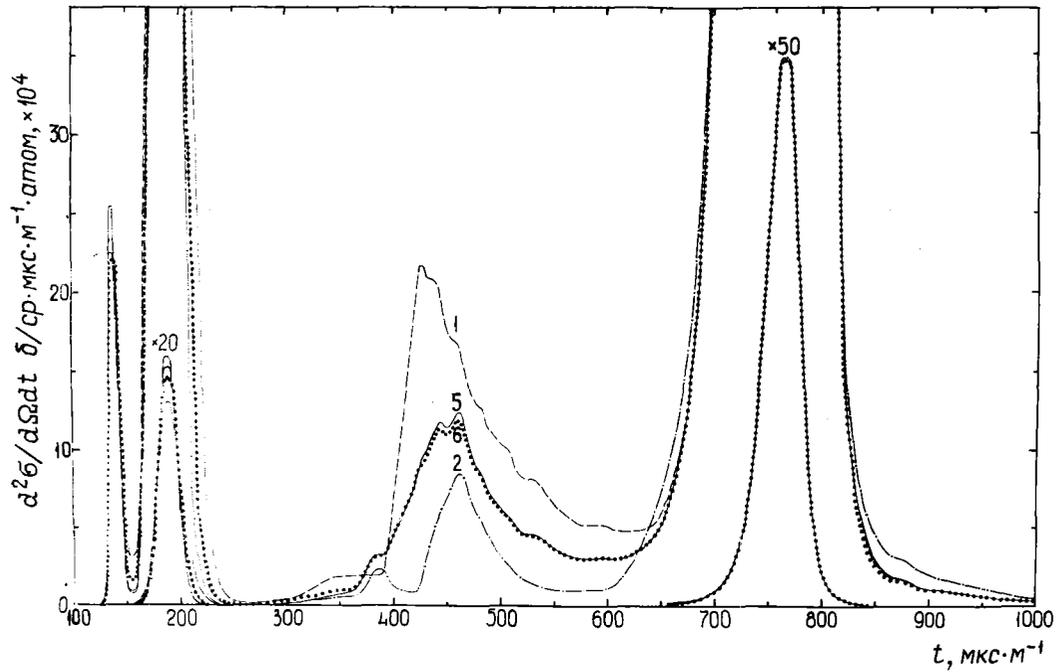


Рис.2. ДДС гидрида циркония ZrH_2 ($E_0 = 0,009$ эВ, $\theta = 38^\circ$, $T = 573K$, "бумажный" эксперимент, метод умножения): 1 - расчёт, исходное приближение; 2 - расчёт, 1-е приближение; 5 - эксперимент; 6 - расчёт, 14-е приближение (промежуточные итерации опущены)

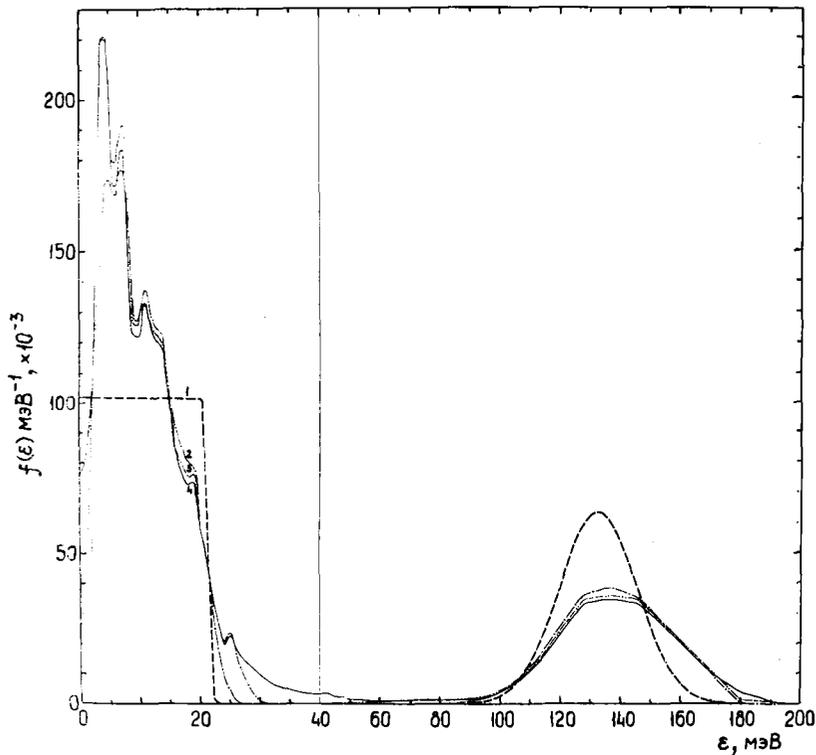


Рис.3. Обобщенный спектр частот атома водорода в гидриде циркония ZrH_2 ($T = 573K$, $\theta = 38^\circ$, реальный эксперимент, метод умножения): 1, 2, 3, 4 - соответственно приближения исходное, 1-, 5- и 15-е

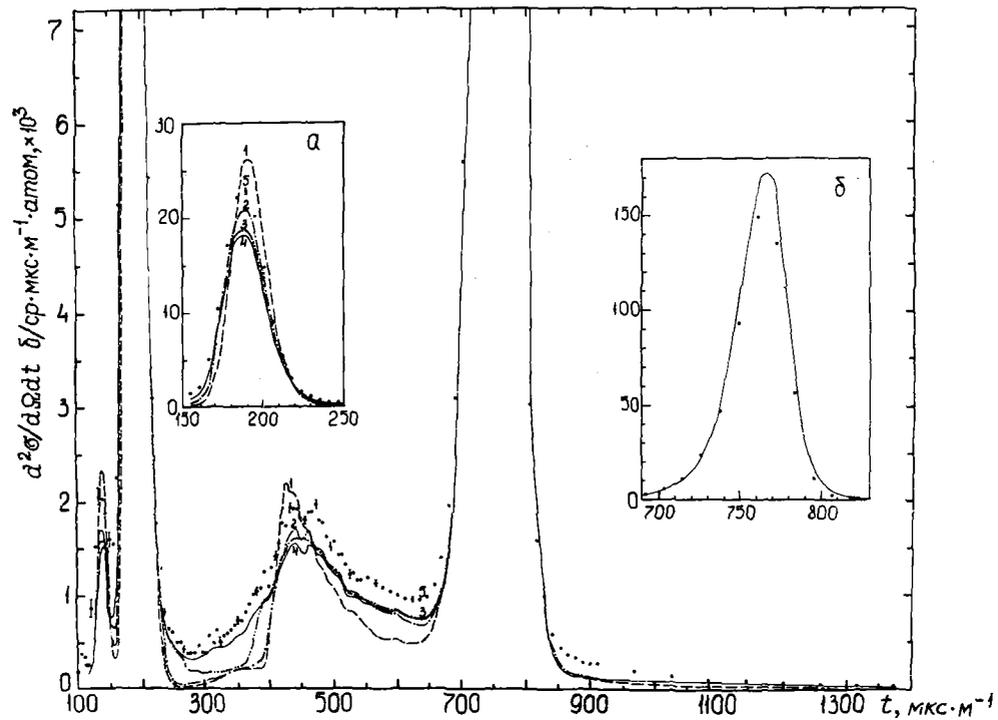


Рис.4. ДДС гидрида циркония $ZrH_{1,84}$ ($E_0 = 0,009$ эВ, $\theta = 38^\circ$, $T = 573K$, реальный эксперимент, метод умножения): а - оптический пик; б - упругий пик; 1 - расчет, исходное приближение; 2 - расчет, 1-е приближение; 3 - расчет, 5-е приближение; 4 - расчет, 15-е приближение; 5 - эксперимент

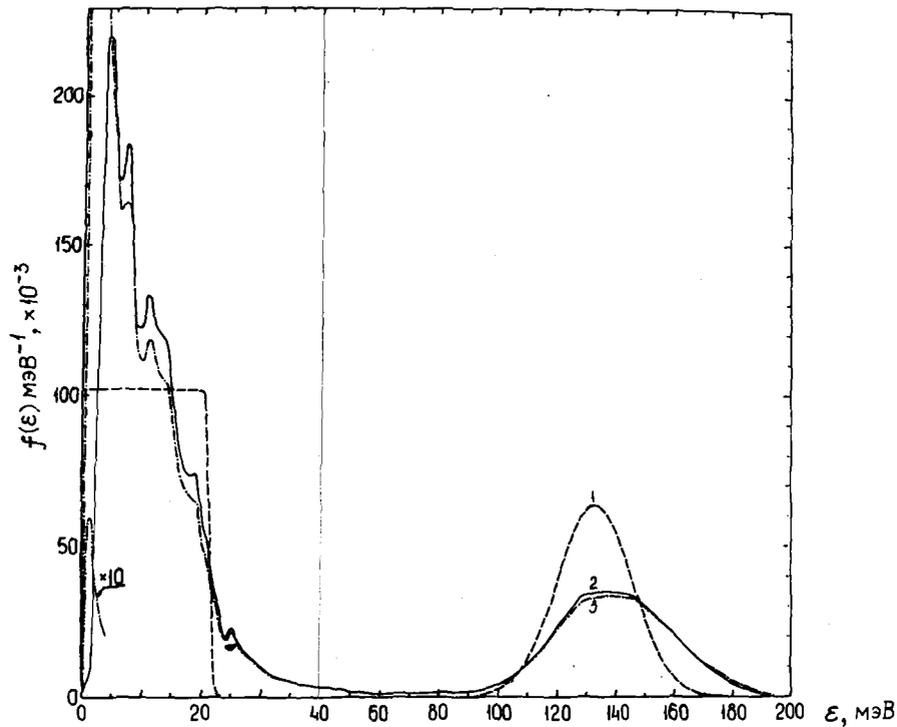


Рис.5. Обобщенный спектр частот атома водорода в гидриде циркония $ZrH_{1,84}$ ($\theta = 38^\circ$, $T = 573K$, реальный эксперимент): 1 - исходное приближение; 2 - 15-е приближение, метод умножения; 3 - то же, метод вычитания

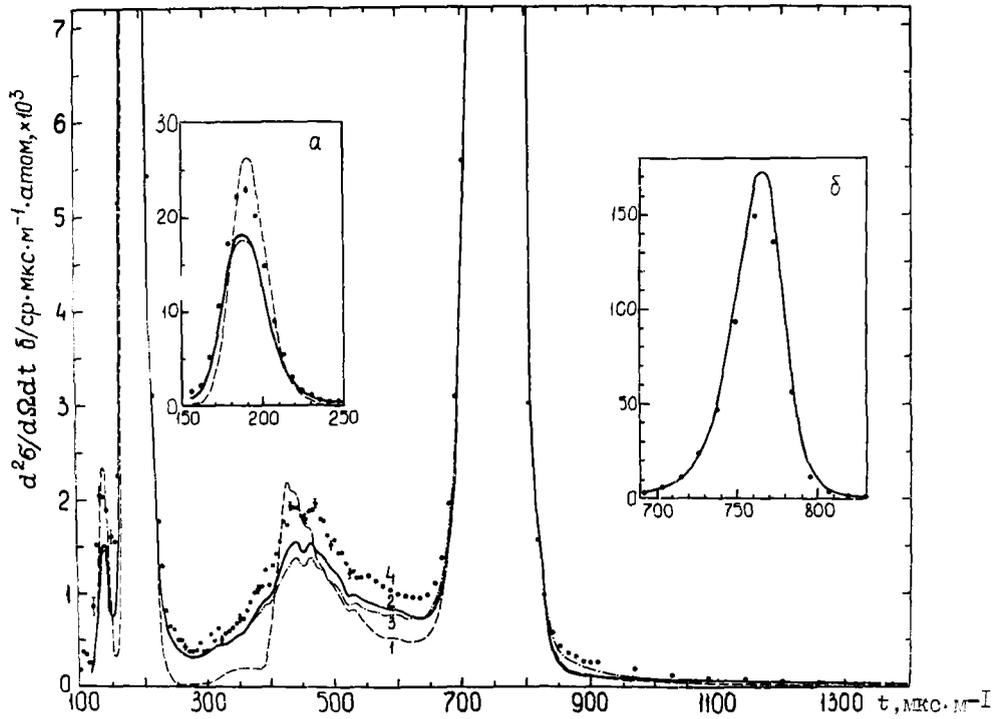


Рис.6. ДДС гидрида циркония $ZrH_{1,84}$ ($E_0 = 0,009$ эВ, $\theta = 38^\circ$, $T = 573K$, реальный эксперимент): а - оптический пик; б - упругий пик; 1 - расчет, исходное приближение; 2 - расчет, 15-е приближение, метод умножения; 3 - то же, метод вычитания; 4 - эксперимент

Обработанный по программе SPECTR эксперимент для легкой воды при $T = 600K$ [8] интересен потому, что в отличие от приведенных выше примеров в этом случае вклад "однофононных" процессов в ДДС существенно меньше вклада многофононных. Тем не менее рис.7,8 демонстрируют улучшение согласия расчета и эксперимента с ростом числа итераций. Из рисунков следует также, что влияние исходной модели $g(\omega)$ на результат уменьшается по мере возрастания числа итераций. Это свидетельствует об устойчивости метода получения обобщенного спектра частот.

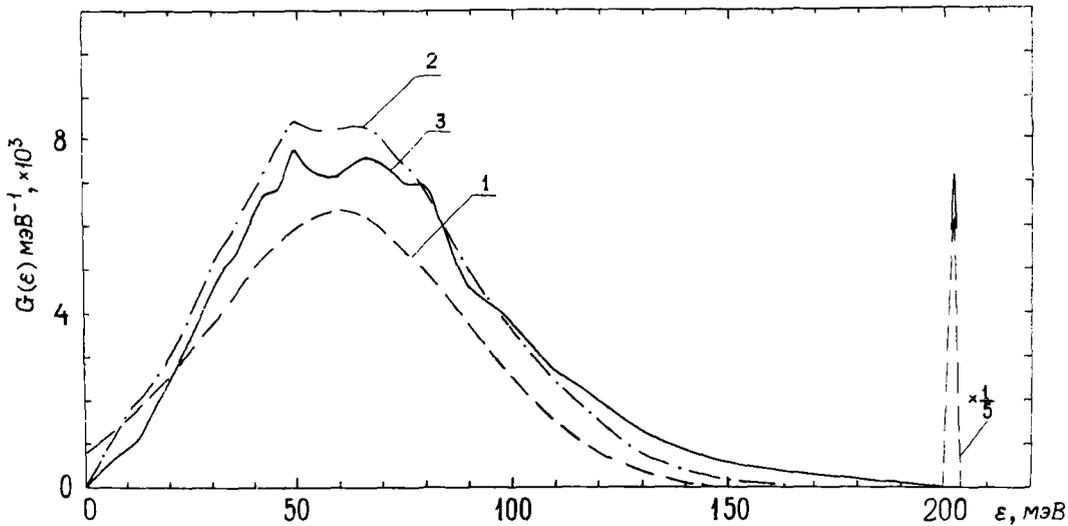


Рис.7. Обобщенный спектр частот атома водорода в воде ($T = 600K$, реальный эксперимент, метод умножения): 1 - исходное приближение, модель Эша [9]; 2 - 3-е приближение; 3 - 7-е приближение

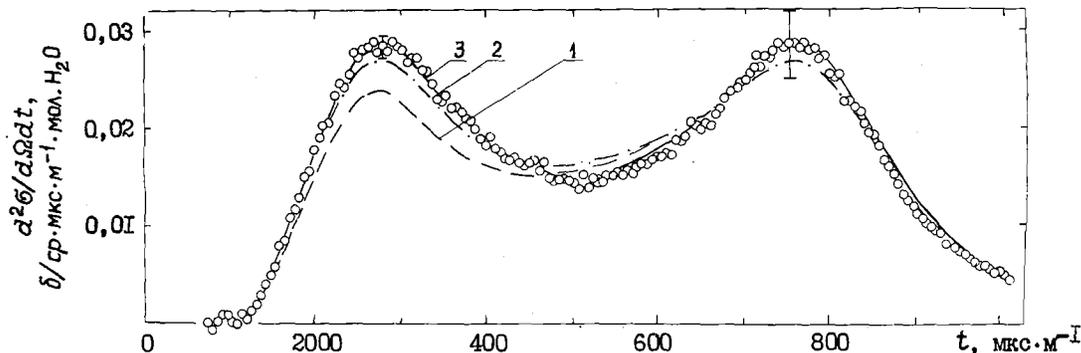


Рис.8. ДДС воды для $E_0 = 0,008$ эВ, $\theta = 38^\circ$, $T = 600\text{K}$ (реальный эксперимент):
 о - эксперимент; 1 - расчет, исходное приближение; 2 - расчет, 3-е приближение;
 3 - расчет, 7-е приближение

Список литературы

1. Методы расчета полей тепловых нейтронов в решетках реакторов. М.: Атомиздат, 1974.
2. Спектры медленных нейтронов. М.: Атомиздат, 1971.
3. Турчин В.Ф. Медленные нейтроны. М.: Атомиздат, 1963.
4. Harling O. The Scattering Law for Water at 268 K and 298 K. - J. Chem. Phys., 1969, v.50, p.5287.
5. Blanckenhagen P. Intermolecular Vibrations and Diffusion in Water Investigated by Scattering of Cold Neutrons. Ber. Bunseng. - Phys. Chem., 1972, v. 76, p. 891.
6. Лисичкин Ю.В., Довбенко А.Г., Ефименко Б.А. и др. Учет конечных размеров образца при обработке измерений дважды дифференциальных сечений рассеяния медленных нейтронов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1979, вып.2(33), с.12.
7. Slaggie E. Central Force Lattice Dynamical Model for Zirconium Hydride. - J. Phys. and Chem. Solids, 1968, v. 29, p. 923.
8. Новиков А.Г., Искендеров С.М. Температурная зависимость квазиупругого рассеяния медленных нейтронов водой. - Атомн. энергия, 1977, т.42, с.498.
9. Bach L., Jeater M., Moore W., Seemann K. The Temperature Dependence of Neutron Inelastic Scattering from Water. - Nucl. Sci. and Engag, 1971, v. 46, p. 223.

Статья поступила в редакцию 2 марта 1981 г.

УДК 539.172.4

ОРГАНИЗАЦИЯ МАШИНОЙ БИБЛИОТЕКИ ОЦЕНЕННЫХ СЕЧЕНИЙ ПОРГОВЫХ РЕАКЦИЙ
 БОСПОР-80 И ЕЕ ТЕСТИРОВКА ПО ИНТЕГРАЛЬНЫМ ЭКСПЕРИМЕНТАМ

В.М.Бичков, К.И.Золотарев, А.Б.Пашенко, В.И.Пляскин

A MACHINE LIBRARY OF EVALUATED THRESHOLD REACTION CROSS-SECTIONS BOSPOR-80. The Library contains 142 recommended excitation functions of (n,p), (n,α), (n,t)- and (n,2n)-reactions in the energy range from threshold up to 20 MeV. The evaluation based on critical analysis of experimental data and nuclear reaction models calculations. A comparison of recommended cross-sections averaged on fission neutron spectrum with experimental data is made. BOSPOR-80 evaluated cross-sections are recorded on magnetic tape of the Nuclear Data Centre ES-1033 computer (Obninsk) and can be obtained by request from GJD.

В 1979 г. была опубликована работа [1], содержащая компиляцию экспериментальных данных по сечениям пороговых реакций (n,p), (n,α), (n,2n) и рекомендованные функции возбуждения. Дальнейшая работа заключалась в развитии методов оценки, основанных на применении расчетов по теорети-

ческим моделям, расширению числа рекомендованных функций возбуждения, корректировке рекомендованных сечений по интегральным экспериментам и учете появившихся в последнее время экспериментальных данных. Для удовлетворения широкого круга пользователей была организована машинная библиотека оцененных сечений пороговых реакций БОСПОР-80.

Общие сведения о библиотеке

Библиотека содержит 142 рекомендованные функции возбуждения реакций $(n, 2n)$, (n, p) , (n, α) , (n, t) в диапазоне энергий падающих нейтронов от порога соответствующих реакций до 20 МэВ с шагом 0,1 МэВ. Оценка сечений выполнена после критического анализа имеющейся экспериментальной информации и расчетов, основанных на современных моделях протекания ядерных реакций.

При анализе экспериментальных данных предпочтение отдавалось работам, выполненным с использованием радиохимических методов, обогащенных изотопов, полупроводниковых детекторов и данных совпадения в пределах ошибок эксперимента результаты. Из рассмотрения исключались данные, которые существенно отличались от совпадающих результатов других авторов.

Экспериментальных данных для проведения надежной оценки функций возбуждения пороговых реакций, вызванных нейтронами, явно недостаточно. Кроме того, данные разных авторов часто различаются между собой существенно больше приводимых ошибок измерений. Поэтому для получения рекомендованных сечений были использованы расчеты. Это позволило: во-первых, исключить из всей совокупности экспериментальных данных явно ошибочные; во-вторых, оценить сечения реакций для тех диапазонов энергий налетающих нейтронов и массовых чисел ядер-мишеней, по которым нет экспериментальных данных. Расчеты сечений проводились в рамках оптической, статистической моделей и модели предравновесного распада Гриффина. При анализе сечений реакций, вызванных нейтронами с энергией 14–15 МэВ, учитывались предсказания $(N-Z)$ -систематик. Подробно методика оценки сечений пороговых реакций изложена в работах [1–8].

Для дополнительной корректировки и проверки точности рекомендованных функций возбуждения пороговых реакций, представленных в библиотеке, было проведено их сравнение с результатами интегральных экспериментов в двух направлениях:

- сравнительного анализа рекомендованных микроскопических сечений $^{56}\text{Fe}(n, p)^{56}\text{Mn}$ и $^{58}\text{Ni}(n, p)^{58}\text{Co}$ по данным трех библиотек (ENDF/B-IV, UKNDL и БОСПОР-80) на основе одного из методов восстановления нейтронных спектров по измеренным скоростям реакций (данные БОСПОР-80 можно рекомендовать для практического использования) [9];

- сравнения экспериментальных сечений, измеренных на спектре деления, с величинами, полученными усреднением функций возбуждения в библиотеке БОСПОР-80 по спектру деления ^{235}U (в отдельных случаях проводилась корректировка микроскопических сечений в околопороговой области энергий налетающего нейтрона по результатам интегральных данных).

Результаты этого сравнения подробно освещены ниже.

Сечения пороговых реакций, усредненные по спектру деления ^{235}U

Функции возбуждения БОСПОР-80 были усреднены по спектру деления ^{235}U тепловыми нейтронами для сравнения с сечениями, измеренными на спектре деления.

Спектр нейтронов деления аппроксимировался формулами Уатта (1), Крэнберга (2) и Личмеба (3) [10]:

$$X_1(E) = 0,48395 \exp(-E) \sin h \sqrt{2E}; \quad (1)$$

$$X_2(E) = 0,45274 \exp(-E/0,965) \sin h \sqrt{2,29E}; \quad (2)$$

$$X_3(E) = 0,76985 \exp(-0,775E) \sqrt{E}. \quad (3)$$

Различие в спектрах, аппроксимированных перечисленными формулами, показано на рис.1 и 2. Неопределенность в описании спектра нейтронов деления отражает состояние экспериментальных данных. Наибольшая неопределенность наблюдается в области очень мягких и жестких участков спектра.

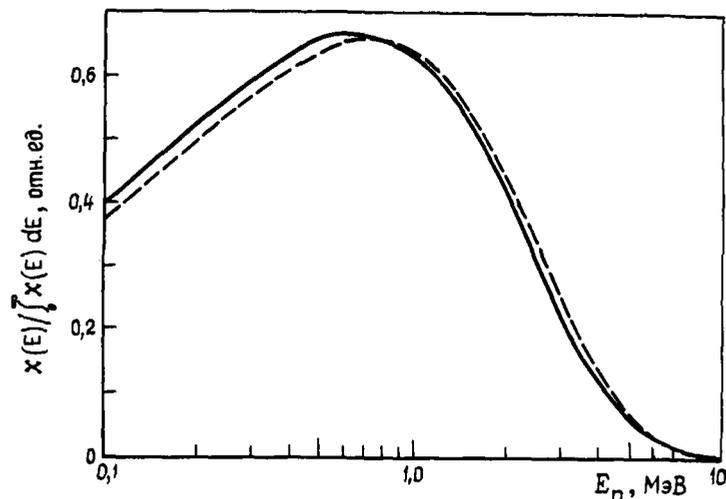


Рис.1. Спектр нейтронов деления ^{235}U , аппроксимированный формулами (1), (2) (---) и (3) (—)

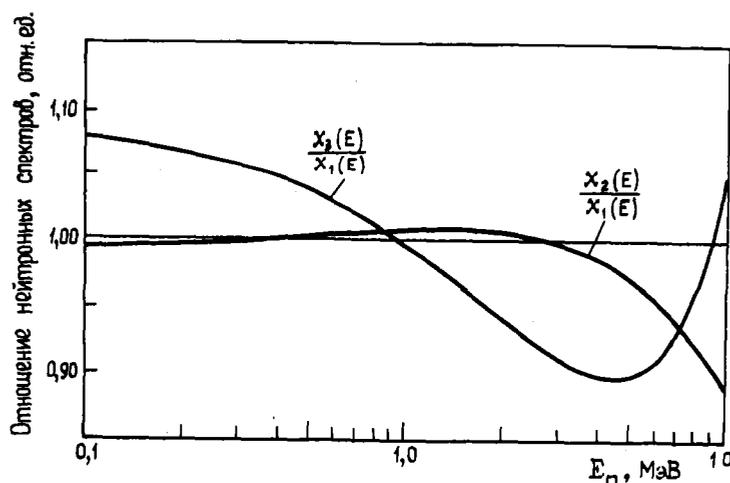


Рис.2. Относительные отклонения нейтронных спектров, представленных формулами (1) $[\chi_1(E)]$, (2) $[\chi_2(E)]$ и (3) $[\chi_3(E)]$

В качестве примера рассмотрены функции возбуждения реакций (n,p) , (n,α) и $(n,2n)$ для сравнительно легкого (^{45}Sc , рис.3,а) и тяжелого (^{197}Au , рис.3,б) изотопов. Сопоставление функций возбуждения пороговых реакций с формой спектра деления позволяет предсказать основные тенденции в интегральных сечениях:

- определяющий вклад в интегральные сечения дает пороговая область функции возбуждения, так как число нейтронов деления экспоненциально уменьшается с ростом энергии;
- интегральные сечения реакций (n,p) и (n,α) уменьшаются от легких к тяжелым изотопам вследствие роста кулоновского барьера;
- интегральные сечения реакции $(n,2n)$ растут для тяжелых ядер вследствие уменьшения энергии связи нейтрона.

В таблице приведено сравнение усредненных сечений с интегральными экспериментами. Оцененные экспериментальные данные взяты из работ [11-16].

Сравнение расчетных и экспериментальных данных не позволяет сделать строгий вывод о применимости той или иной формулы аппроксимации спектра, хотя в целом можно отметить, что формула (1) дает лучшие результаты для сечений реакций (n,p) и (n,α) , а из анализа сечений реакции $(n,2n)$ можно заключить, что спектр нейтронов деления скорее является несколько более жестким -

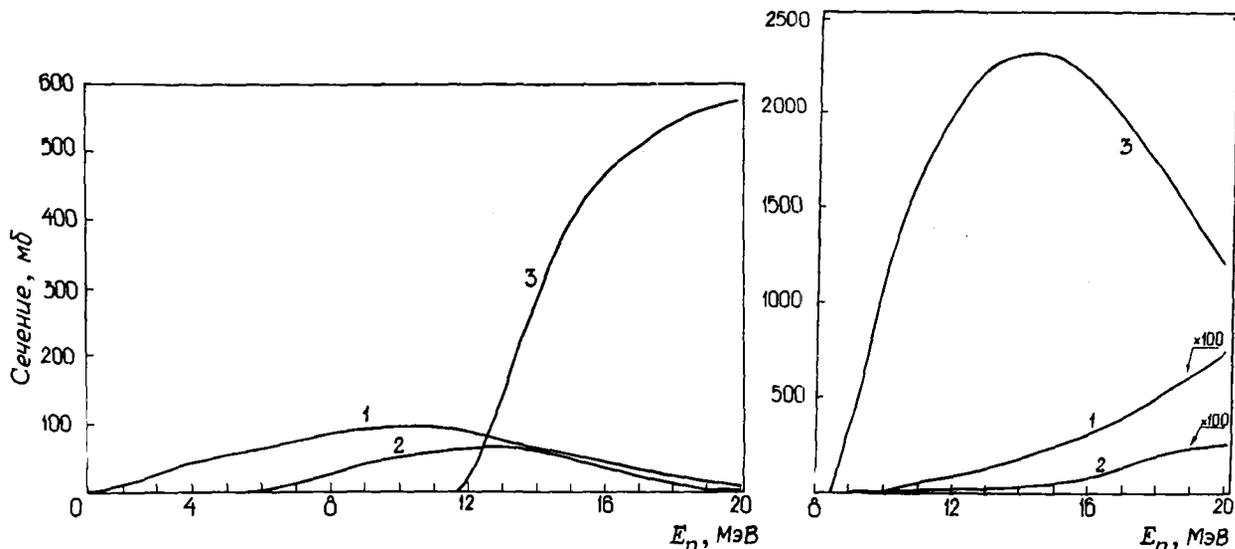


Рис.3. Функции возбуждения реакций: 1 - (n,p), 2 - (n,α), 3 - (n,2n) для изотопов ^{45}Sc (а) и ^{197}Au (б)

ближе к формуле (3). Среднеквадратичное отклонение средних по спектру (1) сечений БОСПОР-80 от оцененных экспериментальных данных составляет приблизительно 25%.

Интересно сравнить сечения, усредненные по спектру деления и полученные для функций возбуждения БОСПОР-80, с результатами различных полуэмпирических оценок. В приведенной таблице даны средние сечения, полученные Перлстейном [17], и предсказания Каламанда [12] по систематике Роя и Хаутона. Функции возбуждения реакций (n,p), (n,α) и (n,2n) рассчитаны Перлстейном в полуэмпирическом подходе, а усреднение проводилось по спектру Крэнберга. В целом данные Перлстейна и Каламанда согласуются с экспериментальными сечениями хуже, чем значения БОСПОР-80, полученные при более строгом подходе. Нужно отметить удовлетворительное согласие предсказаний средних по спектру сечений реакции (n,2n) [17] с данными авторов настоящей статьи. Среднеквадратичное отклонение от сечений БОСПОР-80 составляет примерно 33%. Расчеты сечений реакции (n,2n) [12], за исключением некоторых сильно отличающихся предсказаний в области относительно легких элементов (^{14}N , ^{19}F , ^{31}P , ^{32}S , ^{35}Cl , ^{39}K , ^{50}Cr , ^{54}Fe , ^{58}Ni), имеют среднеквадратичное отклонение приблизительно 43% от сечений БОСПОР-80, усредненных по спектру (1). Предсказания средних сечений реакций (n,α) и (n,p) [12] имеют среднеквадратичное отклонение от данных БОСПОР-80 примерно 150 и 120% соответственно. В последнем случае сечения для ^6Li и ^{24}Mg не принимались во внимание.

Сравнение функций возбуждения БОСПОР-80, усредненных по спектру нейтронов деления ^{235}U , с экспериментальными данными и расчетами Перлстейна [17] и Каламанда [12]

Номер п.п.	Реакция	Сечения, усредненные по спектру нейтронов деления ^{235}U тепловыми нейтронами, мб					
		Эксперимент	БОСПОР-80			[17]	[12]
			Уатт	Крэнберг	Личмен		
1	$^2\text{H}(n,2n)^1\text{H}$	-	5,41	5,17	5,19	-	-
2	$^6\text{Li}(np)^6\text{He}$	-	4,18	4,09	3,91	-	39
3	$^6\text{Li}(n2n)^5\text{Li}$	-	0,158	0,142	0,173	-	2,1
4	$^9\text{Be}(n2n)^8\text{Be}$	144±6	143	140	135	-	250
5	$^{10}\text{B}(nt)$	-	23,8	23,4	22,6	-	-
6	$^{12}\text{C}(np)^{12}\text{B}$	-	$0,26 \cdot 10^{-3}$	$0,2 \cdot 10^{-3}$	$0,47 \cdot 10^{-3}$	-	$< 0,1 \cdot 10^{-3}$
7	$^{14}\text{N}(n\alpha)^{11}\text{B}$	-	91,0	90,2	86	-	25
8	$^{14}\text{N}(n2n)^{13}\text{N}$	-	$0,94 \cdot 10^{-3}$	$0,77 \cdot 10^{-3}$	$1,3 \cdot 10^{-2}$	-	0,03

Номер п.п.	Реакция	Сечения, усредненные по спектру нейтронов деления ^{235}U тепловыми нейтронами, мб					
		Эксперимент	БОСПОР-80			[17]	[12]
			Уатт	Крандберг	Личмен		
9	$^{16}\text{O}(\text{np})^{16}\text{N}$	$0,019 \pm 0,001$	0,019	0,016	0,024	-	0,0005
10	$^{16}\text{O}(\text{n}\alpha)^{13}\text{C}$	-	11,3	11,0	10,7	-	6,0
11	$^{19}\text{F}(\text{np})^{19}\text{O}$	$0,83 \pm 0,02$	1,18	1,12	1,15	-	0,23
12	$^{19}\text{F}(\text{n}\alpha)^{16}\text{N}$	$15,1 \pm 0,2$	14,3	13,8	13,4	-	8,0
13	$^{19}\text{F}(\text{n}2\text{n})^{18}\text{F}$	$(7,3 \pm 0,7) \cdot 10^{-3}$	$7,7 \cdot 10^{-3}$	$6,3 \cdot 10^{-3}$	$1,1 \cdot 10^{-2}$	-	$50 \cdot 10^{-3}$
14	$^{23}\text{Na}(\text{np})^{23}\text{Na}$	$1,43 \pm 0,02$	1,39	1,31	1,36	-	0,31
15	$^{23}\text{Na}(\text{n}, \alpha)^{20}\text{F}$	$0,53 \pm 0,02$	0,556	0,502	0,591	-	0,49
16	$^{23}\text{Na}(\text{n}2\text{n})^{22}\text{Na}$	$(2,2 \pm 0,2) \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-3}$	$3,15 \cdot 10^{-3}$	$6,38 \cdot 10^{-3}$	$2,39 \cdot 10^{-3}$	$8 \cdot 10^{-3}$
17	$^{24}\text{Mg}(\text{np})^{24}\text{Mg}$	$1,48 \pm 0,082$	1,52	1,4	1,56	-	62
18	$^{27}\text{Al}(\text{np})^{27}\text{Mg}$	$3,86 \pm 0,25$	3,99	3,82	3,83	-	3,1
19	$^{27}\text{Al}(\text{n}\alpha)^{24}\text{Na}$	$0,705 \pm 0,040$	0,698	0,638	0,724	-	0,48
20	$^{28}\text{Si}(\text{np})^{28}\text{Al}$	$6,4 \pm 0,8$	7,55	7,08	7,44	-	2,0
21	$^{31}\text{P}(\text{np})^{31}\text{Si}$	$35,5 \pm 2,7$	32,5	32,0	30,6	-	11,0
22	$^{31}\text{P}(\text{n}\alpha)^{28}\text{Al}$	$1,9 \pm 0,6$	1,95	1,81	1,94	-	1,1
23	$^{31}\text{P}(\text{n}2\text{n})^{30}\text{P}$	-	$1,09 \cdot 10^{-3}$	$0,859 \cdot 10^{-3}$	$1,69 \cdot 10^{-3}$	$0,36 \cdot 10^{-3}$	0,013
24	$^{32}\text{S}(\text{np})^{32}\text{P}$	$66,8 \pm 3,7$	65,6	64,5	61,9	-	100
25	$^{32}\text{S}(\text{n}\alpha)^{29}\text{Si}$	-	43,6	42,8	41,2	-	13
26	$^{32}\text{S}(\text{nt})^{30}\text{P}$	-	$1,06 \cdot 10^{-5}$	$0,8 \cdot 10^{-5}$	$1,8 \cdot 10^{-5}$	-	-
27	$^{32}\text{S}(\text{n}2\text{n})^{31}\text{S}$	-	$0,63 \cdot 10^{-5}$	$0,48 \cdot 10^{-5}$	$1,18 \cdot 10^{-5}$	-	$8 \cdot 10^{-4}$
28	$^{34}\text{S}(\text{n}\alpha)^{31}\text{Si}$	$2,2 \pm 0,2$	2,3	2,14	2,29	-	13
29	$^{35}\text{Cl}(\text{n}\alpha)^{32}\text{P}$	$8,8 \pm 4,6$	10,7	10,3	10,2	-	8,0
30	$^{35}\text{Cl}(\text{n}2\text{n})^{34}\text{Cl}$	-	$0,79 \cdot 10^{-3}$	$0,62 \cdot 10^{-3}$	$1,25 \cdot 10^{-3}$	$0,34 \cdot 10^{-3}$	0,01
31	$^{35}\text{Cl}(\text{n}2\text{n})^{34\text{m}}\text{Cl}$	-	$0,51 \cdot 10^{-3}$	$0,4 \cdot 10^{-3}$	$0,8 \cdot 10^{-3}$	-	-
32	$^{39}\text{K}(\text{np})^{39}\text{Ar}$	-	82,2	81,1	78	-	20
33	$^{39}\text{K}(\text{n}\alpha)^{36}\text{Cl}$	$8,0 \pm 0,3$	5,46	5,24	5,24	-	13
34	$^{39}\text{K}(\text{n}2\text{n})^{38}\text{K}$	-	$0,37 \cdot 10^{-3}$	$0,29 \cdot 10^{-3}$	$0,6 \cdot 10^{-3}$	$0,28 \cdot 10^{-3}$	$7 \cdot 10^{-3}$
35	$^{41}\text{K}(\text{np})^{41}\text{Ar}$	$2,1 \pm 0,2$	2,21	2,12	2,12	-	1,1
36	$^{41}\text{K}(\text{n}\alpha)^{38}\text{Cl}$	$0,76 \pm 0,05$	0,56	0,53	0,55	-	2,6
37	$^{42}\text{Ca}(\text{np})^{42}\text{K}$	-	3,44	3,25	3,35	-	2,6
38	$^{44}\text{Ca}(\text{np})^{44}\text{K}$	-	0,071	0,064	0,077	-	0,11
39	$^{44}\text{Ca}(\text{n}\alpha)^{41}\text{Ar}$	$0,061 \pm 0,009$	0,055	0,049	0,061	0,18	0,033
40	$^{45}\text{Sc}(\text{np})^{45}\text{Ca}$	15 ± 12	14,4	14,2	13,7	14	22,0
41	$^{45}\text{Sc}(\text{n}\alpha)^{42}\text{K}$	$0,182 \pm 0,012$	0,407	0,373	0,42	-	0,67
42	$^{45}\text{Sc}(\text{n}2\text{n})^{44}\text{Sc}$	-	0,04	0,033	0,057	0,039	0,05
43	$^{45}\text{Sc}(\text{n}2\text{n})^{44\text{m}}\text{Sc}$	-	0,012	0,0099	0,018	-	-
44	$^{46}\text{Ti}(\text{np})^{46}\text{Sc}$	$12,5 \pm 0,9$	12,8	12,3	12,3	11	12,0
45	$^{46}\text{Ti}(\text{n}2\text{n})^{45}\text{Ti}$	$(7,8 \pm 0,9) \cdot 10^{-3}$	$3,7 \cdot 10^{-3}$	$2,9 \cdot 10^{-3}$	$6,1 \cdot 10^{-3}$	$2,0 \cdot 10^{-3}$	$8 \cdot 10^{-3}$
46	$^{47}\text{Ti}(\text{np})^{47}\text{Sc}$	$19,0 \pm 1,4$	22,2	21,8	21,0	29	11,0
47	$^{48}\text{Ti}(\text{np})^{48}\text{Sc}$	$0,300 \pm 0,018$	0,262	0,241	0,269	0,28	0,98
48	$^{49}\text{Ti}(\text{np})^{49}\text{Sc}$	-	0,47	0,45	0,45	1,2	1,4
49	$^{50}\text{Ti}(\text{np})^{50}\text{Sc}$	-	0,0085	0,0073	0,01	0,025	0,013
50	$^{51}\text{V}(\text{n}, \alpha)^{48}\text{Sc}$	$0,022 \pm 0,003$	0,023	0,0204	0,0257	0,017	0,024

Номер п.п.	Реакция	Сечения, усредненные по спектру нейтронов деления ^{235}U тепловыми нейтронами, мб					
		Эксперимент	БОСПОР-80			[Г7]	[Г2]
			Уатт	Крэнберг	Личмен		
51	$^{50}\text{Cr}(n2n)^{49}\text{Cr}$	$(6\pm 1)\cdot 10^{-3}$	$1,8\cdot 10^{-3}$	$1,4\cdot 10^{-3}$	$2,8\cdot 10^{-3}$	$1,6\cdot 10^{-3}$	0,011
52	$^{52}\text{Cr}(np)^{52}\text{V}$	$1,09\pm 0,08$	0,76	0,71	0,78	0,76	0,66
53	$^{52}\text{Cr}(n2n)^{51}\text{Cr}$	-	0,033	0,027	0,048	0,041	0,028
54	$^{55}\text{Mn}(n2n)^{54}\text{Mn}$	$0,244\pm 0,015$	0,231	0,193	0,300	0,180	0,18
55	$^{54}\text{Fe}(np)^{54}\text{Mn}$	$79,7\pm 4,9$	82,2	80,4	77,7	72	70
56	$^{54}\text{Fe}(n\alpha)^{51}\text{Cr}$	$0,6\pm 0,2$	0,604	0,559	0,614	0,79	0,49
57	$^{54}\text{Fe}(n2n)^{53}\text{Fe}$	$0,005\pm 0,0025$	$1,4\cdot 10^{-3}$	$1,08\cdot 10^{-3}$	$2,4\cdot 10^{-3}$	$1,6\cdot 10^{-3}$	0,007
58	$^{56}\text{Fe}(np)^{56}\text{Mn}$	$1,035\pm 0,075$	1,08	1,00	1,08	0,96	0,81
59	$^{56}\text{Fe}(n2n)^{55}\text{Fe}$	-	0,0754	0,0617	0,105	0,065	0,068
60	$^{59}\text{Co}(np)^{59}\text{Fe}$	$1,42\pm 0,14$	1,14	1,08	1,10	3,1	1,0
61	$^{59}\text{Co}(n\alpha)^{56}\text{Mn}$	$0,143\pm 0,010$	0,147	0,135	0,151	0,075	0,17
62	$^{59}\text{Co}(n2n)^{58}\text{Co}$	$0,40\pm 0,04$	0,174	0,145	0,229	0,14	0,15
63	$^{58}\text{Ni}(np)^{58}\text{Co}$	$108,5\pm 5,4$	103	101	97,9	96	85,0
64	$^{59}\text{Ni}(nd)^{57}\text{Co}$	-	0,172	0,155	0,184	0,12	-
65	$^{58}\text{Ni}(n\alpha)^{59}\text{Fe}$	$3\pm 0,9$	2,75	2,63	2,66	2,1	4,4
66	$^{58}\text{Ni}(n2n)^{57}\text{Ni}$	$(5,77\pm 0,31)\cdot 10^{-3}$	$2,6\cdot 10^{-3}$	$2,0\cdot 10^{-3}$	$3,85\cdot 10^{-3}$	$3,3\cdot 10^{-3}$	0,026
67	$^{60}\text{Ni}(np)^{60}\text{Co}$	$2,3\pm 0,4$	2,57	2,42	2,53	1,7	2,1
68	$^{62}\text{Ni}(n\alpha)^{59}\text{Fe}$	$0,09\pm 0,07$	0,0289	0,0255	0,327	0,04	0,036
69	$^{63}\text{Cu}(n2n)^{62}\text{Cu}$	$1,122\pm 0,012$	0,097	0,080	0,133	0,095	0,11
70	$^{65}\text{Cu}(np)^{65}\text{Ni}$	$0,48\pm 0,08$	0,557	0,533	0,536	0,39	0,34
71	$^{65}\text{Cu}(n2n)^{64}\text{Cu}$	-	0,32	0,271	0,41	0,42	0,28
72	$^{64}\text{Zn}(np)^{64}\text{Cu}$	$29,9\pm 1,6$	36,8	36,0	34,8	22	43
73	$^{64}\text{Zn}(n2n)^{63}\text{Zn}$	-	0,017	0,014	0,026	0,044	0,04
74	$^{66}\text{Zn}(np)^{66}\text{Cu}$	$0,62\pm 0,11$	0,833	0,78	0,826	0,94	2,2
75	$^{66}\text{Zn}(n2n)^{65}\text{Zn}$	< 5	0,118	0,099	0,161	0,22	0,091
76	$^{69}\text{Ga}(n2n)^{68}\text{Ga}$	-	0,227	0,189	0,299	0,32	0,20
77	$^{71}\text{Ga}(n2n)^{70}\text{Ga}$	-	0,617	0,527	0,758	0,67	0,56
78	$^{70}\text{Ge}(n2n)^{69}\text{Ge}$	$1,8\pm 0,9$	0,073	0,060	0,104	0,096	0,059
79	$^{76}\text{Ge}(n2n)^{75}\text{Ge}$	-	0,66	0,57	0,81	0,75	0,51
80	$^{75}\text{As}(np)^{75}\text{Ge}$	$0,45\pm 0,15$	0,232	0,22	0,23	0,44	0,67
81	$^{75}\text{As}(n\alpha)^{72}\text{Ga}$	-	$7,1\cdot 10^{-3}$	$6,1\cdot 10^{-3}$	$8,2\cdot 10^{-3}$	0,019	$6,3\cdot 10^{-3}$
82	$^{75}\text{As}(n2n)^{74}\text{As}$	$0,33\pm 0,02$	0,281	0,235	0,367	0,39	0,23
83	$^{74}\text{Se}(n2n)^{73}\text{Se}$	-	0,03	0,024	0,045	0,043	0,036
84	$^{76}\text{Se}(n2n)^{75}\text{Se}$	-	0,137	0,113	0,189	0,14	0,091
85	$^{78}\text{Se}(n2n)^{77}\text{Se}$	-	0,234	0,195	0,310	0,28	0,18
86	$^{80}\text{Se}(n2n)^{79}\text{Se}$	10	0,432	0,366	0,547	0,59	0,34
87	$^{82}\text{Se}(n2n)^{81}\text{Se}$	-	1,01	0,873	1,2	0,95	0,64
88	$^{79}\text{Br}(n2n)^{78}\text{Br}$	-	0,204	0,169	0,272	0,25	0,15
89	$^{81}\text{Br}(n2n)^{80}\text{Br}$	-	0,288	0,242	0,374	0,49	0,26
90	$^{81}\text{Br}(n2n)^{81\text{m}}\text{Br}$	-	0,168	0,14	0,221	-	-
91	$^{85}\text{Rb}(n2n)^{84}\text{Rb}$	$0,37\pm 0,01$	0,27	0,22	0,35	0,3	0,20
92	$^{87}\text{Rb}(n2n)^{86}\text{Rb}$	-	0,372	0,313	0,476	1,8	0,35
93	$^{84}\text{Sr}(n2n)^{83}\text{Sr}$	-	0,1	0,08	0,15	0,064	0,042
94	$^{88}\text{Sr}(n2n)^{87\text{m}}\text{Sr}$	< 10	0,0451	0,037	0,0626	-	-
95	$^{89}\text{Y}(n2n)^{88}\text{Y}$	$0,156\pm 0,011$	0,126	0,103	0,177	0,49	0,076
96	$^{90}\text{Zr}(np)^{90}\text{Y}$	$0,38\pm 0,02$	0,33	0,31	0,33	0,12	0,71

Номер П.П.	Реакция	Сечения, усредненные по спектру нейтронов деления ^{235}U тепловыми нейтронами, мб					
		Эксперимент	БОСПОР-80			[17]	[12]
			Уатт	Крэнберг	Личмен		
97	$^{90}\text{Zr}(n2n)^{89}\text{Zr}$	$0,076 \pm 0,01$	0,079	0,064	0,115	0,26	0,048
98	$^{93}\text{Nb}(n2n)^{92}\text{Nb}$	-	1,04	0,9	1,25	0,9	1,1
99	$^{93}\text{Nb}(n2n)^{92m}\text{Nb}$	$0,475 \pm 0,032$	0,39	0,33	0,46	-	-
100	$^{92}\text{Mo}(n2n)^{91}\text{Mo}$	-	0,015	0,012	0,024	0,0289	0,023
101	$^{103}\text{Rh}(n2n)^{102}\text{Rh}$	-	0,729	0,623	0,896	0,715	0,74
102	$^{106}\text{Cd}(n2n)^{105m}\text{Cd}$	-	0,132	0,108	0,182	-	-
103	$^{111}\text{Cd}(np)^{111}\text{Ag}$	-	0,020	0,018	0,023	-	0,083
104	$^{112}\text{Cd}(n\alpha)^{109}\text{Pd}$	-	$0,7 \cdot 10^{-3}$	$0,69 \cdot 10^{-3}$	$0,58 \cdot 10^{-3}$	$0,9 \cdot 10^{-3}$	10^{-3}
105	$^{116}\text{Cd}(n2n)^{115}\text{Cd}$	-	2,07	1,81	2,4	1,51	1,5
106	$^{113}\text{In}(n2n)^{112}\text{In}$	-	0,731	0,622	0,909	0,704	0,7
107	$^{115}\text{In}(n2n)^{114}\text{In}$	-	1,07	0,922	1,3	1,05	1,1
108	$^{115}\text{In}(n2n)^{114m}\text{In}$	-	0,761	0,652	0,926	-	-
109	$^{112}\text{Sn}(n2n)^{111}\text{Sn}$	-	0,235	0,194	0,315	0,142	0,18
110	$^{118}\text{Sn}(n\alpha)^{115}\text{Cd}$	-	$2,3 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-4}$	-	$4 \cdot 10^{-4}$
111	$^{121}\text{Sb}(n2n)^{120}\text{Sb}$	-	0,846	0,724	1,04	0,883	0,89
112	$^{123}\text{Sb}(n2n)^{122}\text{Sb}$	-	1,0	0,86	1,2	1,16	1,2
113	$^{127}\text{I}(n2n)^{126}\text{I}$	$1,05 \pm 0,065$	1,13	0,973	1,36	0,965	1,0
114	$^{133}\text{Cs}(n2n)^{132}\text{Cs}$	-	0,992	0,851	1,21	1,00	1,2
115	$^{140}\text{Ce}(n2n)^{139}\text{Ce}$	-	1,32	1,14	1,57	1,15	1,0
116	$^{140}\text{Ce}(n2n)^{135m}\text{Ce}$	-	0,44	0,37	0,55	-	-
117	$^{142}\text{Ce}(n2n)^{141}\text{Ce}$	-	7,3	6,6	7,8	6,13	7,9
118	$^{141}\text{Pr}(n2n)^{140}\text{Pr}$	-	1,1	0,95	1,34	0,86	0,86
119	$^{142}\text{Nd}(n2n)^{141}\text{Nd}$	-	0,627	0,530	0,795	2,97	0,57
120	$^{146}\text{Nd}(n2n)^{145}\text{Nd}$	-	4,98	4,44	5,47	4,85	5,4
121	$^{148}\text{Nd}(n2n)^{147}\text{Nd}$	-	6,13	5,49	6,64	6,02	6,9
122	$^{150}\text{Nd}(n2n)^{149}\text{Nd}$	-	6,94	6,24	7,45	6,12	6,7
123	$^{144}\text{Sm}(n2n)^{143}\text{Sm}$	-	0,369	0,308	0,490	0,321	0,27
124	$^{148}\text{Sm}(n2n)^{147}\text{Sm}$	-	3,26	2,88	3,67	2,90	3,1
125	$^{150}\text{Sm}(n2n)^{149}\text{Sm}$	-	3,50	3,10	3,91	3,42	3,6
126	$^{152}\text{Sm}(n2n)^{151}\text{Sm}$	-	2,34	2,05	2,69	2,84	2,8
127	$^{154}\text{Sm}(n2n)^{153}\text{Sm}$	-	3,90	3,45	4,34	3,80	3,7
128	$^{169}\text{Tm}(n2n)^{168}\text{Tm}$	-	3,56	3,14	4,03	3,43	3,7
129	$^{175}\text{Lu}(n2n)^{174}\text{Lu}$	-	4,79	4,25	5,32	4,15	5,6
130	$^{181}\text{Ta}(np)^{181}\text{Hf}$	-	$1 \cdot 10^{-3}$	$0,8 \cdot 10^{-3}$	$1,3 \cdot 10^{-3}$	-	$3 \cdot 10^{-3}$
131	$^{181}\text{Ta}(n2n)^{180}\text{Ta}$	-	4,96	4,41	5,49	5,27	5,8
132	$^{181}\text{Ta}(n2n)^{180m}\text{Ta}$	-	2,63	2,34	2,91	-	-
133	$^{191}\text{Ir}(n2n)^{190}\text{Ir}$	-	2,71	2,38	3,1	3,03	3,8
134	$^{193}\text{Ir}(n2n)^{192}\text{Ir}$	-	3,71	3,28	4,17	4,59	5,4
135	$^{197}\text{Au}(n2n)^{196}\text{Au}$	$3,0 \pm 3$	3,23	2,84	3,69	3,32	4,0
136	$^{203}\text{Tl}(n2n)^{202}\text{Tl}$	$3,0 \pm 0,5$	3,08	2,71	3,49	4,82	5,8
137	$^{205}\text{Tl}(n2n)^{204}\text{Tl}$	-	3,78	3,34	4,24	5,61	7,0
138	$^{204}\text{Pb}(n2n)^{203}\text{Pb}$	$2,45 \pm 0,4$	2,06	1,79	2,41	3,07	3,0
139	$^{208}\text{Pb}(n2n)^{207m}\text{Pb}$	-	0,891	0,769	1,06	-	-
140	$^{209}\text{Bi}(n2n)^{208}\text{Bi}$	-	5,92	5,27	6,5	5,93	7,8
141	$^{232}\text{Th}(n2n)^{231}\text{Th}$	$15,7 \pm 0,7$	15,4	14,1	15,9	-	-
142	$^{238}\text{U}(n2n)^{237}\text{U}$	$15,7 \pm 0,8$	14,5	13,4	14,8	-	-

Примечание. Подчеркнуты наиболее достоверные, по мнению авторов компиляций, значения.

Оцененные данные организованы в виде машинной библиотеки, записаны на магнитную ленту ЭВМ ЕС-1033 Центра по ядерным данным (г.Обнинск) и могут быть получены по запросу. Микроскопические сечения БОСПОР-80 введены в информационно-вычислительную систему SAIPS [18]. Предполагается, что работа над библиотекой будет продолжена как по расширению числа рассмотренных реакций, так и по доработке рекомендованных сечений с учетом новых дифференциальных и интегральных измерений.

Список литературы

1. Бычков В.М., Маюхия В.Н., Пашенко А.Б., Пляскин В.И. Сечения пороговых реакций (n,p) , (n,α) , $(n,2n)$. Ч.1, 2. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1979, вып.1(32), с.27; Ч.3. - Там же, 1979, вып.2(33), с.51; Ч.4. - Там же, 1979, вып.4(35), с.21; Translation of a series of four articles published in Nuclear Constant in 1979. - Report INDC (CCP) - 146/LJ. Vienna: IAEA, 1980.
2. Бычков В.М., Пашенко А.Б., Пляскин В.И. Расчет сечений пороговых реакций (n,xn) и (n,xnf) на делящихся ядрах. - Препринт ФЭИ-1052. Обнинск, 1980.
3. Бычков В.М., Пашенко А.Б. Анализ пороговых реакций на изотопах Cr, Fe, Ni в рамках статистической теории. - Обнинск, Препринт ФЭИ-699, 1976.
4. Бычков В.М., Пашенко А.Б., Пляскин В.И. Сечения реакции (n,p) при энергии 14,5 МэВ для стабильных ядер с $Z \geq 20$. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1978, вып.1(28), с.5.
5. Бычков В.М., Пашенко А.Б., Пляскин В.И. Расчеты сечений реакций $(n,2n)$ и спектров неупругого рассеяния нейтронов в области массовых чисел 50-200. - Там же, вып.2(29), с.7.
6. Абагян Л.П., Бычков В.М., Захарова С.М. и др. Оценка сечений пороговых реакций с вылетом заряженных частиц на изотопах хрома. - Там же, вып.3(30), с.11.
7. Бычков В.М., Пашенко А.Б., Пляскин В.И. О зависимости сечения реакции $(n,2n)$ от параметра $(N-Z)/A$. - Там же, вып.4(31), с.48.
8. Бычков В.М., Пашенко А.Б., Пляскин В.И. Сечения неупругого взаимодействия заряженных частиц с атомными ядрами. Обнинск: ФЭИ, 1981.
9. Бычков В.М., Золотарев К.И., Пашенко А.Б., Пляскин В.И. Анализ рекомендованных сечений пороговых реакций библиотеки БОСПОР-80 с использованием интегральных экспериментов. - В кн.: Нейтронная физика (Материалы 5-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 15-19 сентября 1980 г.). Ч.3. М.: ЦНИИатоминформ, 1980, с.296.
10. Zyr W.L. - In: 1973, Nuclear Data in Science and Technology (Proc. of a symposium, Paris, 1973). V.II. Vienna: IAEA, 1973, p.271.
11. Fabry A. e.a. - In: 1978, Neutron Cross-Sections for Reactor Dosimetry (Proc. of a meeting, Vienna, 1976). V.I. Vienna: IAEA, 1976, p.233
12. Calamand A. Cross-sections for fission neutron spectrum induced reactors. - Report INDC(NDS)-55/L. Vienna: IAEA, 1973.
13. Zyr L. On the consistency between integral and differential cross-section data. - Report ESN-56. Netherlands Energy Research Foundation, 1979.
14. Бондарс Х.Я., Вейнбергс Я.К., Лапенас А.А. Сечения активации некоторых пороговых реакций. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1974, вып.15, с.63.
15. Bruggeman A., Maenhant W., Hoste I. Average cross-sections for (n,p) - and (n,α) -reactions on ^{19}F and ^{23}Na in a fission neutron spectrum. - J.Inorg. Nucl. Chem., 1979, v,41, p.445.
16. Kobayashi K., Kimura I., Nakazawa M., Akiyama M. Fission spectrum averaged cross-sections of some threshold reactions measured with fast reactor YAYOI. - J. Nucl. Sci. and Technol., 1976, v.13(10), p.531.
17. Pearlstein S. Analysis of $(n,2n)$ cross-sections for medium and heavy mass nuclei. - Nucl. Sci. and Engng, 1965, v.23, p.238; An Extended Table of Calculated $(n,2n)$ Cross-Sections. - Nucl. Data, 1967, v.3, N 3, p.327; Neutron induced reactions in medium mass Nuclei. - J.Nucl. Energy, 1973, v.27, p.81.
18. Берзонис М.А., Бондарс Х.Я. Методы расчета спектров нейтронов по измеренным скоростям реакций в SAIPS. Ч.2. Программное и информационное обеспечение. - Изв. АН Латв. ССР. Сер. физических и технических наук, 1981, № 1, с.18.

Статья поступила в редакцию 5 января 1981 г.

5-я Всесоюзная конференция по нейтронной физике

УДК 539.170.4

ASYMMETRICALLY DEFORMED THIRD MINIMUM IN THE ^{231}Th AND ^{233}Th FISSION BARRIERS

J. Blons, C. Mazur, D. Paya, M. Ribrag
DPH-N/MF, CEN Saclay, BP 2, 91190 Gif-sur-Yvette, France

and

H. Weigmann
Central Bureau for Nuclear Measurements EURATOM, Geel, Belgium

Neutron induced fission cross-sections of ^{230}Th and ^{232}Th have been measured up to 5 MeV. The C.B.N.M. electron linear accelerator (GELINA) has been used as a neutron time of flight spectrometer with a nominal resolution of 84 psec/m for $^{230}\text{Th}(n,f)$ and 42 psec/m for $^{232}\text{Th}(n,f)$ reaction. The fission fragment detector was a 6 cell gas scintillator filled with xenon at N.T.P.

The existence of fine structure peaks, a few keV wide, in both the $^{230}\text{Th}(n,f)$ and $^{232}\text{Th}(n,f)$ cross sections, is definitively confirmed. The analysis of the two vibrational resonances located respectively at 720 keV for ^{230}Th (the figure) and 1.6 MeV for ^{232}Th , shows clearly that these peaks can be interpreted, in terms of two rotational bands with opposite parities. This parity degeneracy is a consequence of the asymmetric, pear-like deformation of the excited nucleus.

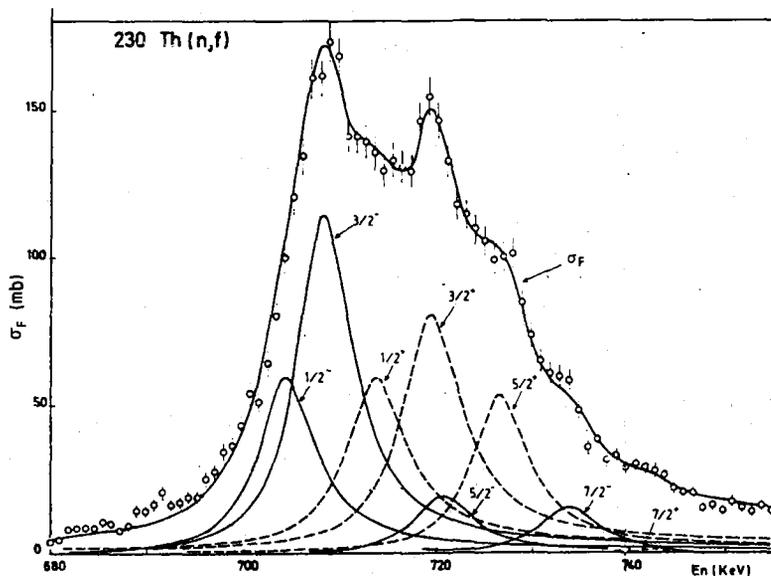


Fig. Comparison between experimental, ϕ , and calculated fission cross-sections as functions of neutron energy E_n

УДК 539.170.4

EXPERIMENTAL STUDY OF ISOSPIN MIXING

IN $^{12}\text{C} + n \rightarrow ^{13}\text{C}(T=3/2)$ AND $^{16}\text{O} + n \rightarrow ^{17}\text{O}(T=3/2)$ RESONANCES

S. Cierjacks, G. Schmalz

Kernforschungszentrum Karlsruhe
Institut für Kernphysik II
Postfach 3640
7500 Karlsruhe
Federal Republic of Germany

and

F. Hinterberger, P. Rossen

Institut für Strahlen- und Kernphysik
der Universität Bonn
Nußallee 14-16, 5300 Bonn
Federal Republic of Germany

ABSTRACT

Narrow resonances of ^{13}C and ^{17}O have been studied by a measurement of the total neutron cross sections of carbon and oxygen between 3 and 30 MeV. Employing the improved time-of-flight spectrometer at the Karlsruhe Isochronous Cyclotron and precise calibration methods, resonance cross sections were measured with an energy resolution of 1:2100 at 10 MeV and energy accuracies between 10^{-4} and 10^{-5} . Resonance analyses of the measured data provided parameters for numerous narrow states of both isospins, $T = 1/2$ and $T = 3/2$. These data in conjunction with information from broad $T = 1/2$ resonances provided a good means to experimentally determine isospin mixing matrix elements. Results were obtained for the first five $T = 3/2$ resonances in ^{17}O and the first $T = 3/2$ resonance in ^{13}C . The obtained mixing matrix elements are compared with previous experimental results and shell-model predictions of this quantity.

1. INTRODUCTION

A special feature of the lowest $T = 3/2$ states in light nuclei of mass $A = 4n + 1$ is that they are bound with respect to isospin-allowed particle decay. The study of their isospin-forbidden decays provides a good means to investigate the nature of charge-dependent effects in the nuclear states, i.e., the size and the structure of isospin impurities. In principle, a systematics of isospin mixing can provide not only information on the isospin violating Coulomb part of the interaction, but also on the effects of a possible charge asymmetry or a charge dependence of the nuclear forces.

In the past major experimental information in this field came from isospin-forbidden proton scattering providing proton decay widths and other

properties of the isospin-nonconserving decay of the lowest $T = 3/2$ resonances in light $A = 4n + 1$, $T_z = -1/2$ nuclei from ^{12}C to ^{40}Ca [1, 2]. Similar investigations of the isospin-forbidden neutron decay are comparatively scarce and were only made for $^{24}\text{Mg} + n$ [3] and $^{28}\text{Si} + n$ [4]. Therefore, the present work is an important extension of previous studies of $A = 4n + 1$, $T_z = +1/2$ nuclei. The high-resolution measurement of total neutron cross sections of C and O between 3 and 30 MeV provided precise determinations of excitation energies, total widths and partial neutron decay widths for a large number of narrow $T = 1/2$ and $T = 3/2$ resonances [5]. Concerning $T = 3/2$ states in ^{17}O an extensive study has recently been finalized [6]. Experimentally ten known $T = 3/2$ resonances were observed in the total cross section and analyzed. The study also yielded information on seven additional candidates for $T = 3/2$ resonances at higher energies. For carbon the extracted information on $T = 3/2$ states is still comparatively small. At present only the first $T = 3/2$ state at $E_x = 15.11$ MeV has been analyzed. While our previous work concentrated primarily on the properties of $T = 3/2$ resonances in ^{17}O and on the systematics of isospin-forbidden decay widths for the first $T = 3/2$ resonances in various $T_z = +1/2$ and $T_z = -1/2$ nuclei, the present paper describes an approach to experimentally determine isospin mixing matrix elements which is expected to give additional information on the dominating isospin mixing mechanisms.

In section 2 we describe some details of the transmission experiment. The formalism used in resonance analyses of narrow states is outlined in section 3. Section 4 describes the method employed in the determination of average mixing matrix elements. The results are presented in section 5 and compared with previous experimental data and some theoretical predictions.

2. EXPERIMENTS

The experiments were performed at the fast neutron time-of-flight spectrometer of the Karlsruhe Isochronous Cyclotron using the 190 m flight path and employing standard transmission techniques. A detailed description of the recently improved system and the calibration methods involved has been published elsewhere [5]. Thus, only a brief summary is given below. A schematic diagram of the experimental set-up is shown in Fig. 1. Neutrons are produced by bombardment of a thick natural uranium target with ~ 50 MeV deuterons from the internal cyclotron beam. The use of the "KfK deflection-bunching" system allowed the production of neutron bursts of ~ 0.8 ns duration at 50 kHz repetition rate and with a time-averaged intensity of the order of 10^{13} n sr $^{-1}$ s $^{-1}$. Neutrons were detected in a 1.2 cm long by 5 cm diameter NE 102 A plastic scintillator coupled to a Valvo 56 AVP photo-multiplier. The time resolution of the detector was about 300 ps for the dynamic range covered in the experiment. Neutron flight-times were measured by a digital time analyzer (LABEN UC-KB). The start pulse was derived from the cyclotron r.f., while the stop input was provided from a fast constant fraction discriminator. The neutron spectra were accumulated in 28 K channels of 0.25 ns width and stored in the core memory of a modified CDC-3100 on-line computer.

Every effort was made to obtain a high total time resolution. This depends mainly on the neutron burst width and thus on the proper timing of the cyclotron phase. The slight adjustments of the unisochronism and the

Phase width of the deuteron beam bursts, which were necessary, could easily be performed by using the on-line computer programme CICERO [7]. With this method a total effective spectrometer resolution of $\Delta t/L = 5.5 \text{ ps m}^{-1}$, yielding an energy resolution $\Delta E/E = 4.8 \times 10^{-4}$ at $E_n = 10 \text{ MeV}$, was achieved.

For oxygen a liquid sample of natural isotopic composition and thickness $1.20 \text{ atoms barn}^{-1}$ was used, while the carbon run used a pyrolytic graphite sample of $1.02 \text{ atoms barn}^{-1}$. The liquid oxygen was irradiated in a large Dewar sphere of $\sim 28 \text{ cm}$ diam. In this case the empty Dewar transmission spectrum was also measured for background subtraction. The large target thickness for both elements was chosen to obtain high sensitivity for weak resonances which are typical for the many-MeV region.

In order to perform also very precise absolute resonance energy determinations, suitable calibration methods were applied. Absolute energy determinations depend on the flight time of resonance neutrons and on the effective flight path length. Employing an opto-electronic method for the long distance measurement, a total effective flight path length of $L = (18925.27 \pm 0.09) \text{ cm}$ was obtained. Absolute flight time measurements involved the peak of prompt γ -rays from the neutron target and the cumulative probability method to fix the time zero point with an accuracy of $\pm 25 \text{ ps}$. On this basis absolute resonance energies were determined with accuracies ranging between 10^{-5} and 10^{-4} , depending on the statistical quality of the resonance anomalies.

A typical result obtained from the transmission experiment is shown in Fig. 2. The total neutron cross section of oxygen in the region from $4.5 - 8.0 \text{ MeV}$ is an example of the high quality data obtained for both elements over the whole range from 3 to 30 MeV . It was found that the systems $^{12}\text{C}+n$ and $^{16}\text{O}+n$ exhibit a simple resonance structure with a large number of narrow, isolated levels. Only at very high neutron energies the narrow resonances are increasingly superimposed on broad "background" resonances.

3. RESONANCE ANALYSES

The narrow resonances observed in the total neutron cross sections of carbon and oxygen were analyzed employing a single-level S-matrix formalism. The assumption of single isolated resonances is reasonable even in the case of interference with broad nearby states. Such an interference mainly alters the phase relations, i. e. the interference pattern of the narrow resonances. It leaves, however, the important parameters such as the resonance energy and the total and partial widths practically unchanged. Thus, any broad resonance amplitude can be treated as part of a smoothly energy dependent background amplitude.

In this paper only a brief summary of the main formulae characterizing the special formalism will be given. For the resonance channel with orbital and total angular momentum L and J , respectively, the complex scattering matrix element S_{LJ} can be expressed by [8]

$$S_{LJ} = S_{LJ}^{nr} - i \frac{\Gamma_{no}}{E - E_R + i\Gamma/2} \exp [2i(\text{Re} \delta_{LJ}^{nr} + \phi_{LJ}^r)] \quad (1)$$

where S_{LJ}^{nr} is the weakly energy dependent background amplitude, Γ_{no} the groundstate neutron decay width, E the cm energy of the neutron-target system, E_R the resonance energy, Γ the total widths, $\text{Re} \delta_{LJ}^{nr}$ the real part

of the background phase shift and ϕ_{LJ}^r a possible resonance phase. Using the usual relation for the total cross section

$$\sigma_t = \frac{2\pi}{k^2} \sum_{lj} (j+1/2) \text{Re}(1-S_{lj}), \quad (2)$$

where k is the c.m. neutron wave number, it is possible to separate the expression for the total cross section into a non-resonant background term σ_t^{nr} and a purely resonant term (or a sum of resonant terms, if more than one level is involved):

$$\sigma_t = \sigma_t^{nr} + (J+1/2) \frac{\pi}{k^2} \frac{\Gamma_{no}}{(E-E_R)^2 + (\Gamma/2)^2} [2(E-E_R) \cos 2\psi + \Gamma \sin 2\psi] \quad (3)$$

with

$$\psi = \text{Re } \delta_{LJ}^{nr} + \phi_{LJ}^r + \pi/4. \quad (4)$$

For numerical calculations the weakly energy dependent term σ_t^{nr} was parametrized by the usual quadratic expression:

$$\sigma_t^{nr} = a + b(E-E_R) + c(E-E_R)^2. \quad (5)$$

This parametrization allows the determination of the essential resonance parameters E_R, Γ and Γ_{no} (or $(J+1/2) \Gamma_{no}$, if J is not known) without any detailed specification of the background amplitudes. Employing ψ as a single fit parameter the seven parameters $a, b, c, \psi, E_R, \Gamma$ and Γ_{no} were adjusted to the experimental data by a non-linear least-squares fitting routine [9]. Since the correlation between the fit parameters is weak, the resonance parameters E_R, Γ and Γ_{no} could be determined with high precision. The excitation functions calculated from equ.(3) were folded by the total effective resolution function before comparison with the experimental data. The effective resolution function was obtained by folding the measured time spectrum of the prompt γ -peak, the Gaussian Doppler broadening and the rectangular time spread introduced by the neutron transit times through the 1.2 cm thick scintillator of the neutron detector. The time spread caused by the neutron source length was negligible small in the present experiments.

Employing the described formalism resonance parameters for a large number of narrow $T = 1/2$ and $T = 3/2$ states were determined from our total neutron cross section measurements. At present we have analyzed eighteen $T = 1/2$ and seventeen $T = 3/2$ resonances (or candidates for $T = 3/2$ states) in ^{17}O , whereas the respective results for ^{13}C cover six $T = 1/2$ resonances and one $T = 3/2$ state. Measured transmission data in the region of the first seven ^{17}O ($T = 3/2$) resonances and of the first ^{13}C ($T = 3/2$) state are shown in Figs. 3 and 4. The solid lines through the data points are best fit curves from our resonance analysis.

4. DETERMINATION OF ISOSPIN MIXING MATRIX ELEMENTS

Isospin impurities and isospin mixing matrix elements were calculated using the method proposed by Weigmann et al. [3]. In this method the small isospin admixture in the ground state of the target nucleus is neglected. An estimate of the isospin impurity in the $T = 3/2$ compound state can be derived

from the reduced width of the $T = 3/2$ state and the average reduced width of nearby $T = 1/2$ resonances having the same spin and parity.

Concerning isospin mixing matrix elements Weigmann et al. used first order perturbation theory and derived two expressions for a zeroth order guess $\langle T = 3/2 | V | i \rangle_0$ and a lower limit $\langle T = 3/2 | V | i \rangle_{\min}$ of the average isospin mixing matrix element. Their expression to derive the zeroth order guess is:

$$\Gamma_n^L(T = 3/2) = \left| \langle T = 3/2 | V | i \rangle_0 \right|^2 \sum_i \frac{\Gamma_n^L(i)}{[E_i - E(T = 3/2)]^2} \quad (6)$$

where the sum extends over all $T = 1/2$ resonances of the respective J^π value. The lower limit is determined by the equation.

$$\Gamma_n^L(T = 3/2) = \left| \langle T = 3/2 | V | i \rangle_{\min} \right|^2 \left| \sum_i \frac{\Gamma_n^L(i)^{1/2}}{|E_i - E(T = 3/2)|} \right|^2 \quad (7)$$

In the present work the required reduced widths Γ_n^L were calculated according to the definition commonly used in neutron resonance physics:

$$\Gamma_n^L = \frac{\Gamma_n}{P_L} \left(\frac{1 \text{ eV}}{E_{\text{cm}}} \right)^{1/2}; \quad (8)$$

$$P_0 = 1, P_1 = \frac{\rho^2}{1 + \rho^2}, P_2 = \frac{\rho^4}{9 + 3\rho^2 + \rho^4}, P_3 = \frac{\rho^6}{225 + 45\rho^2 + 6\rho^4 + \rho^6}$$

with $\rho = kR$ and $R = (1.25 A^{1/3} + 0.8) \text{ f}$.

In this definition Γ_n means the measured c.m. neutron decay width, E_{cm} the c.m. resonance energy, P_L the penetration factor in the channel with orbital angular momentum L and A the mass number of the target nucleus.

$T = 3/2$ states in ^{13}C above the $^{12}\text{B} (T = 1) + p$ threshold $E_{\text{th}}(^{13}\text{C}) = 17.53$ MeV and in ^{17}O above the $^{16}\text{N} (T = 1) + p$ threshold $E_{\text{th}}(^{17}\text{O}) = 13.78$ MeV are unbound with respect to isospin-allowed decay. Therefore, isospin impurities and meaningful isospin mixing matrix elements can only be determined for the first $T = 3/2$ resonance in ^{13}C and the first five $T = 3/2$ states in ^{17}O . The necessary information on $T = 1/2$ resonances was taken primarily from our resonance analysis of narrow $T = 1/2$ states. This information was complemented by experimental results collected in ref. 1 by Ajzenberg-Selove. Adopting the method of Weigmann et al. we encountered some difficulty arising from resonances with unassigned or uncertain l and J values which occur increasingly at high excitation energy. In addition neutron decay widths for many of the high energy resonances are not known. In order to circumvent this difficulty the following procedure was adopted: In the calculation of the zeroth order value from equ. (6) only resonances with defined spin and parity and known neutron decay width were included in the summation over i , whereas the estimate of the lower limit by equ. (7) also included resonances with tentative spin assignments (i. e. resonances with either one correct value among a few possible J^π assignments or with correct J value, but undetermined parity). We excluded, however, those resonances which applied to the above spin state selection, but which were only observed in particle decays other than neutron decay.

In Table 1 a the resonance parameters of the first five $T = 3/2$ resonances in ^{17}O as determined from our analysis are summarized. Table 1 b gives the respective preliminary values for the first $T = 3/2$ state in ^{13}C . The $T = 1/2$

states used in the derivation of isospin mixing are listed in Tables 2 - 7. Only the resonances without parentheses have been used in conjunction with equ. (6), while the whole set given in each table was used to derive the lower limits via equ. (7).

5. RESULTS AND DISCUSSION

The fractional isospin impurities $\Gamma_n(3/2)/\bar{\Gamma}_n(1/2)$ and the two estimates for the average isospin mixing matrix elements determined from the present study are given in Table 8. Of particular interest is that the fractional isospin impurities vary over the large range of ~ 0.1 to 4 %. In contrast to this result the zeroth order values of the mixing matrix elements do not vary significantly from resonance to resonance and between the two different nuclei. With one exception their values lie all in the narrow range between ~ 100 and 250 keV. Only the matrix element for the fourth ^{17}O ($T = 3/2$) resonance with 340 keV appears to be comparatively high. In this case, however, the spread in resonance widths is unreasonably small, which might indicate that the high zeroth order value is due to the neglect of important $T=1/2$ resonances at higher excitation energies.

The present results may be compared to other sources of information on isospin mixing. First of all, we can compare the present results with experimentally determined mixing matrix elements for some low lying $T = 3/2$ resonances in ^{25}Mg [3] and in ^{29}Si [4]. Isospin impurities and isospin mixing matrix elements for these nuclei determined by the same method are included in Table 8. It can be seen that the zeroth order values are in general agreement with the observations from our work. The relatively small value for the second $T = 3/2$, $J = 3/2^+$ resonance in ^{25}Mg has already been discussed by the authors [3]. They mentioned in their publication, that the value may not represent the true average mixing matrix element, but rather approximate the individual mixing matrix element between the 555,4 and the 844,2 keV resonances in ^{25}Mg . Concerning fractional isospin impurities the previous determinations in $^{24}\text{Mg} + n$ and $^{28}\text{Si} + n$ gave values of ~ 18 % for both $T = 3/2$ s-wave resonances. These seemed to be rather high in comparison to the ~ 2 % admixture obtained for the two d-wave resonances in ^{25}Mg . Therefore, it was argued that this might be related to differences in "external" or "boundary condition" mixing for different partial waves. This supposition is, however, considerably weakened by the present work, which gives a very small admixture of 0.16 % for the third $T = 3/2$, $J = 1/2^+$ resonance in ^{17}O .

It is further interesting to note that the resulting charge-dependent matrix elements of the present work compare well with those deduced for ($T=1$) analog - ($T=0$) antianalog mixing in the neighbouring $A=4$ n nuclei ^{12}C [10, 11] and ^{16}O [12].

Even though a complete discussion of our results in terms of particular mixing mechanisms is beyond the scope of this paper, we would also like to compare our experimental results with some model predictions: In a simple schematic model Mc Donald and Adelberger [13] calculated the effective charge-dependent matrix elements for antianalog mixing which have been shown to be an important source of isospin mixing in light nuclei [14]. These authors demonstrated that antianalog mixing is mainly due to effects of isospin-nonconserving two-body matrix elements. These matrix elements were found to be more or less independent of A and of the order of $\sim 150 - 200$ keV for $T_z = +1/2$ nuclei, in accordance with findings of the present work. This

observation may suggest, that the isospin-nonconserving neutron decay is mainly caused by antianalog mixing. This suggestion is further supported by the fact, that the model of Mc Donald and Adelberger is presently the only one which can explain the large charge asymmetry observed in the isospin-forbidden particle decay of the first $T=3/2$ states in several $T_z=+1/2$ and $T_z=-1/2$ nuclei. Unfortunately, however, this model cannot explain the strong mass dependance for the reduced neutron widths, which was found to vary more like A^4 than like $A^{2.7}$ [6] as required by a combination of the models of Mc Donald and Adelberger and of Trainor et al. [15]. Moreover, Auerbach and Lev [16] have calculated isospin mixing matrix elements for several light nuclei using the projection operator formalism [17]. In contrast to Mc Donald and Adelberger they conclude that the most important contribution to the isospin mixing comes from the one-body Coulomb matrix element between analog and antianalog configuration states. Their values for several $T_z=-1/2$ nuclei range between ~ 200 and 350 keV. These results also compare well with our present results, but are in conflict with the extremely small proton decay widths observed for light $T_z=-1/2$ nuclei [1, 2].

Two-body Coulomb matrix mixing elements between the first $T=3/2$ states in ^{17}O and ^{17}F and a number of $T=1/2$ shell model states were calculated by Walker and Schlobohm [18]. Their calculations show that the most important contribution is due to the mixing of the $T=3/2$ states with their antianalog states. These authors obtained a value of 196 keV for the antianalog mixing of the lowest $T=3/2$, $J=1/2^-$ state in oxygen assuming that the antianalog state is located around 3.1 MeV excitation. Comparing this to the matrix element for the $T=3/2$, $J=1/2^-$ state of ^{17}O in Table 8, it would indicate that the $T=1/2$ resonances in the included energy range contain on the average an almost 100% component of the antianalog configuration state which does not seem to be reasonable. Furthermore, with respect to the latter two models it should be mentioned that neither of them can explain the large charge asymmetry effects for the reduced decay widths observed for the first $T=3/2$ states in various $T_z=+1/2$ and $T_z=-1/2$ nuclei and for several low lying analog resonances of $A = 4n+1$ mirror nuclei [6, 13].

In summary, it appears that the size of experimentally determined mixing matrix elements is, in general, consistent with models for mixing mechanisms proceeding through admixtures of nearby $T=1/2$ levels. However, in order to decide which particular $T=1/2$ states are primarily responsible for the isospin mixing, it is necessary to inspect in more detail the contributions from single or groups of single $T=1/2$ resonances. Such investigations are a promising task for the future. Studies of this type could certainly further gain from additional resonance parameter assignments, especially at high excitation energies. For carbon and oxygen improved $T=1/2$ resonance sets can, in principle, be obtained from additional analyses of some broader resonances observed, but not yet analysed in our high-resolution cross section measurements.

REFERENCES

1. F. Ajzenberg-Selove; Nucl. Phys. A 268 (1976) 1; Nucl. Phys. A 281 (1977) 1 and Nucl. Phys.; A 320 (1979) 1
2. P.M. Endt and C. van der Leun, Nucl. Phys. A 320 (1978) 1

3. R. Weigmann, R.L. Macklin and J.A. Harvey, Phys. Rev. C 14 (1976) 1328
4. S. Cierjacks, S.K. Gupta and I. Schouky, Phys. Rev. C 17 (1978) 12
5. S. Cierjacks, F. Hinterberger, G. Schmalz, P. von Rossen, D. Erbe and B. Leugers, Nucl. Instr. Meth. 169 (1980), 185
6. F. Hinterberger, S. Cierjacks, G. Schmalz, P. von Rossen, D. Erbe and B. Leugers, to be published in Nucl. Phys. A
7. W. Kneis, W. Kappel, B. Kögel, Ch. Lehmann, E. Leinweber, J. Möllenbeck, W. Segnitz and H. Schweickert, Proc. 8th Int. Conf. on Cyclotrons and their Applications, Indiana, USA, 1979, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-26, 2366
8. J.E. Lynn, The theory of neutron resonance reactions, Chlarendon, Oxford, 1968
9. F. Hinterberger, P. v. Rossen, H.G. Ehrlich, B. Schüller, R. Jahn, J. Bisping and G. Welp, Nucl. Phys. A 253 (1975) 125
10. J.M. Lind, G.T. Garvey and R.E. Tribble, Nucl. Phys. A 276 (1977) 25
11. E.G. Adelberger, R.E. Marrs, K.A. Snover and J.E. Bussolletti, Phys. Rev. C 15 (1977) 484
12. G.J. Wagner, K.T. Knöpfle, G. Mairle, P. Doll and H. Hafner, Phys. Rev. C 16 (1977) 1271
13. A.B. McDonald and E.G. Adelberger, Phys. Rev. Lett. 40 (1978) 1692
14. G. Bertsch and A.Z. Mekjian, Ann. Rev. Nucl. Sci. 22 (1972) 25
15. T.A. Trainor, T.B. Clegg and W.J. Thompson, Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 229
16. N. Auerbach and A. Lev, Phys. Lett. 34 B (1971) 13
17. N. Auerbach, J. Hüfner, A.K. Kerman and C.M. Shakin, Rev. Mod. Phys. 44 (1972) 48
18. G.E. Walker and D. Schlobohm, Nucl. Phys. A 140 (1970) 49
19. A.B. McDonald, T.K. Alexander and O. Häusser, Nucl. Phys. A 273 (1976) 464
20. F. Hinterberger, R. Schönhagen, P. von Rossen, B. Schüller, F.E. Blumenberg, P.D. Eversheim and R. Görge, Nucl. Phys. A 308 (1978) 61

Table 1 a

Resonance parameters of the first $T = 3/2$ states in ^{17}O

E_r (keV)	c.m. system Γ (keV)	Γ_{n_0} (keV)	$\Gamma_{n_0}^L$ (eV)	J^π ^a
6934.38 ± 0.17	2.4 ± 0.3	1.88 ± 0.12	0.87 ± 0.06	$1/2^-$
8321.7 ± 0.6	6.9 ± 1.1	1.27 ± 0.14	0.52 ± 0.06	$3/2^-$
8795.7 ± 6	6 ± 2	0.21 ± 0.14	0.07 ± 0.05	$1/2^+$
8854.0 ± 0.6	2.5 ± 1.0	0.40 ± 0.06	0.59 ± 0.09	$5/2^-$
9419.0 ± 2.3	9 ± 5	0.24 ± 0.09	0.13 ± 0.05	$(5/2^+)$

^a Ref. 1^b constrained to value of ref. [19].

Table 1 b

Resonance parameters of the first $T = 3/2$ state in ^{13}C (preliminary)

E_r (keV)	c.m. system Γ (keV)	Γ_{n_0} (keV)	$\Gamma_{n_0}^L$ (eV)	J^π ^a
10160.0 ± 2.0	5.49 ± 0.25^b	0.43 ± 0.09	0.16 ± 0.03	$3/2^-$

^a Ref. 1^b constrained to value of ref. [20].

Table 2

Resonance parameter of $J^\pi = 3/2^-$; $T = 1/2$ resonances in $^{12}\text{C} + n$

E_r (keV)	c.m. system		Γ_n^L (eV)	J^π ^a	Ref.
	Γ (keV)	Γ_{n_0} (keV)			
4948.19 \pm 0.17	23.7 \pm 0.4	20.6 \pm 0.5	12.7 \pm 0.3	3/2 ⁻	this work
6904.6 \pm 5	68 \pm 4	68. \pm 4	32.7 \pm 1.9	(3/2 ⁻)	ref. 1
7125.6 \pm 2.0	81.5 \pm 3.3	69.0 \pm 3.0	32.4 \pm 1.4	(3.2 ⁻) ^b	this work
8334	340	(340)	(143)	(3/2 ⁻)	ref. 1

^a Ref. 1 unless otherwise noted^b tentative assignment of this work

Table 3

Resonance parameter of $J^\pi = 1/2^+$; $T = 1/2$ resonances in $^{16}\text{O} + n$

E_r (keV)	c.m. system		Γ_n^L (eV)	J^π ^a	Ref.
	Γ (keV)	Γ_{n_0} (keV)			
2213 \pm 8	124 \pm 12	124 \pm 12	83.4 \pm 8.1	1/2 ⁺	ref. 1
3812 \pm 6	90 \pm 9	87 \pm 8.7 ^b	44.6 \pm 4.5	1/2 ⁺	ref. 1
4198.08 \pm 0.24	11.4 \pm 0.5	8.1 \pm 0.3	4.0 \pm 0.1	1/2 ⁺	this work
(6629 \pm 10)	80 \pm 20	(80 \pm 20)	(31 \pm 8)	1/2 ⁺ , 7/2 ⁻	ref. 1

^a Ref. 1 unless otherwise noted^b calculated from Γ_α / Γ values of ref. 1

Table 4

Resonance parameters of $J^\pi = 1/2^-$; $T = 1/2$ resonances in $^{16}\text{O} + n$

E_r (keV)	c.m. system Γ (keV)	Γ_{n_0} (keV)	Γ_n^L (eV)	J^π ^a	Ref.
1795.7 \pm 8	32 \pm 3	32 \pm 3	44 \pm 4	1/2 ⁻	ref. 1
2718.7 \pm 2	< 1	< 1 \pm	< 0.9	(1/2 ⁻)	ref. 1
3810 \pm 50	270 \pm 30	73 \pm 8 ^b	52 \pm 6	1/2 ⁻	ref. 1
4036 \pm 20	69 \pm 7	61.6 \pm 6 ^b	42.2 \pm 4.1	1/2 ⁻	ref. 1
5003	4 \pm 3	2.2 \pm 1.7 ^b	1.3 \pm 1.0	1/2 ⁻	ref. 1
5732.3 \pm 0.9	16.7 \pm 1.7	10.9 \pm 1.2	5.7 \pm 0.6	(1/2 ⁻) ^c	this work

^a Ref. 1 unless otherwise noted ^b calculated from Γ_α / Γ values of ref. 1^c tentative assignment of this work

Table 5

Resonance parameters of $J^\pi = 3/2^-$; $T = 1/2$ resonances in $^{16}\text{O} + n$

E_r (keV)	c.m. system Γ (keV)	Γ_{n_0} (keV)	Γ_n^L (eV)	J^π ^a	Ref.
408.7 \pm 2	40 \pm 5	40 \pm 5	293 \pm 37	3/2 ⁻	ref. 1
1235.7 \pm 2	28 \pm 7	28 \pm 7	56 \pm 14	3/2 ⁻	ref. 1
3416 \pm 20	500 \pm 50	(500 \pm 50)	(390 \pm 39)	3/2 ⁻	ref. 1
4056 \pm 7	60	53.4 ^b	36.3	3/2 ⁻	ref. 1
4542.7 \pm 0.4	55.3 \pm 0.6	48.9 \pm 1.1	30.5 \pm 0.7	3/2 ⁻	this work
5277.7	120	120	67.1	3/2 ⁻	ref. 1

^a Ref. 1 ^b calculated from Γ_α / Γ values of ref. 1

Table 6

Resonance parameters of $J^\pi = 5/2^-$; $T = 1/2$ resonances in $^{16}\text{O} + n$

E_r (keV)	c.m. system Γ (keV)	Γ_{n_0} (keV)	Γ_n^L (eV)	J^π a	Ref.
3020.89 ± 0.16	1.38 ± 0.05	1.38 ± 0.05	34.0 ± 1.2	$5/2^-$	this work
3237.23 ± 0.14	0.96 ± 0.20	0.96 ± 0.20	19.2 ± 4.0	$5/2^-$	this work
4356.38 ± 0.11	6.89 ± 0.22	2.86 ± 0.08	24.2 ± 0.7	$5/2^-$	this work
5348.7 ± 4	15 ± 1	2.25 ± 0.15^b	10.9 ± 0.7	$5/2^-$	ref. 1
5714.61 ± 0.14	4.01 ± 0.23	3.37 ± 0.20	13.8 ± 0.8	$(5/2^-)^c$	this work

^a Ref. 1 unless otherwise noted ^b calculated from Γ_α / Γ values of ref. 1

^c tentative assignment of this work

Table 7

Resonance parameters of $J^\pi = 5/2^+$; $T = 1/2$ resonances in $^{16}\text{O} + n$

E_r (keV)	c.m. system Γ (keV)	Γ_{n_0} (keV)	Γ_n^L (eV)	J^π a	Ref.
3243.08 ± 0.19	0.64 ± 0.23	0.64 ± 0.23	1.54 ± 0.5	$5/2^+$	this work
4258.00 ± 0.07	6.17 ± 0.13	4.75 ± 0.11	7.32 ± 0.17	$5/2^+$	this work
5049.61 ± 0.08	3.53 ± 0.13	2.37 ± 0.08	2.84 ± 0.10	$5/2^+$	this work
5833 ± 20	80	17.6^b	17.3	$5/2^+$	ref. 1
6193 ± 15	150	(150)	(136)	$5/2^+, 7/2^-$	ref. 1
6346	75 ± 30	(75 ± 30)	(66)	$5/2^+, 7/2^-$	ref. 1
6770.8 ± 1.2	41.7 ± 1.4	26.4 ± 0.9	21.4 ± 0.7	$(5/2^+)^c$	this work
10083	150	(150)	(78)	$5/2^+$	ref. 1

^a Ref. 1 unless otherwise noted ^b calculated from Γ_α / Γ value of ref. 1

^c tentative assignment of present work

Table 8

Isospin impurities and isospin mixing matrix elements for $T = 3/2$ resonances

Reson.	J^π E (keV)	$\Gamma_n(3/2)/\bar{\Gamma}_n(1/2)$ (%)	$\langle T=3/2 V i \rangle_0$ (keV)	$\langle T=3/2 V i \rangle_{\min}$ (keV)	Ref.
$^{12}\text{C}+n$	$J = 3/2^-$ $E_r = 10160.0$	0.62	152	37	this work
$^{16}\text{O}+n$	$J = 1/2^-$ $E_r = 6934.38$	3.6	231	111	this work
$^{16}\text{O}+n$	$J = 3/2^-$ $E_r = 8321.7$	0.54	174	56	this work
$^{16}\text{O}+n$	$J = 1/2^+$ $E_r = 8795.7$	0.16	135	47	this work
$^{16}\text{O}+n$	$J = 5/2^-$ $E_r = 8854.0$	2.9	340	154	this work
$^{16}\text{O}+n$	$J = (5/2^+)$ $E_r = 9419.0$	1.3	166	16	this work
$^{24}\text{Mg}+n$	$J = 5/2^+$ $E_n = 475.4$	2	97	23	ref. 3
$^{24}\text{Mg}+n$	$J = 3/2^+$ $E_n = 555.4$	2	12	7	ref. 3
$^{24}\text{Mg}+n$	$J = 1/2^+$ $E_n = 1567.$	18	150	90	ref. 3
$^{28}\text{Si}+n$	$J = 1/2^+$ $E_n = 1254.$	18	144	97	ref. 4

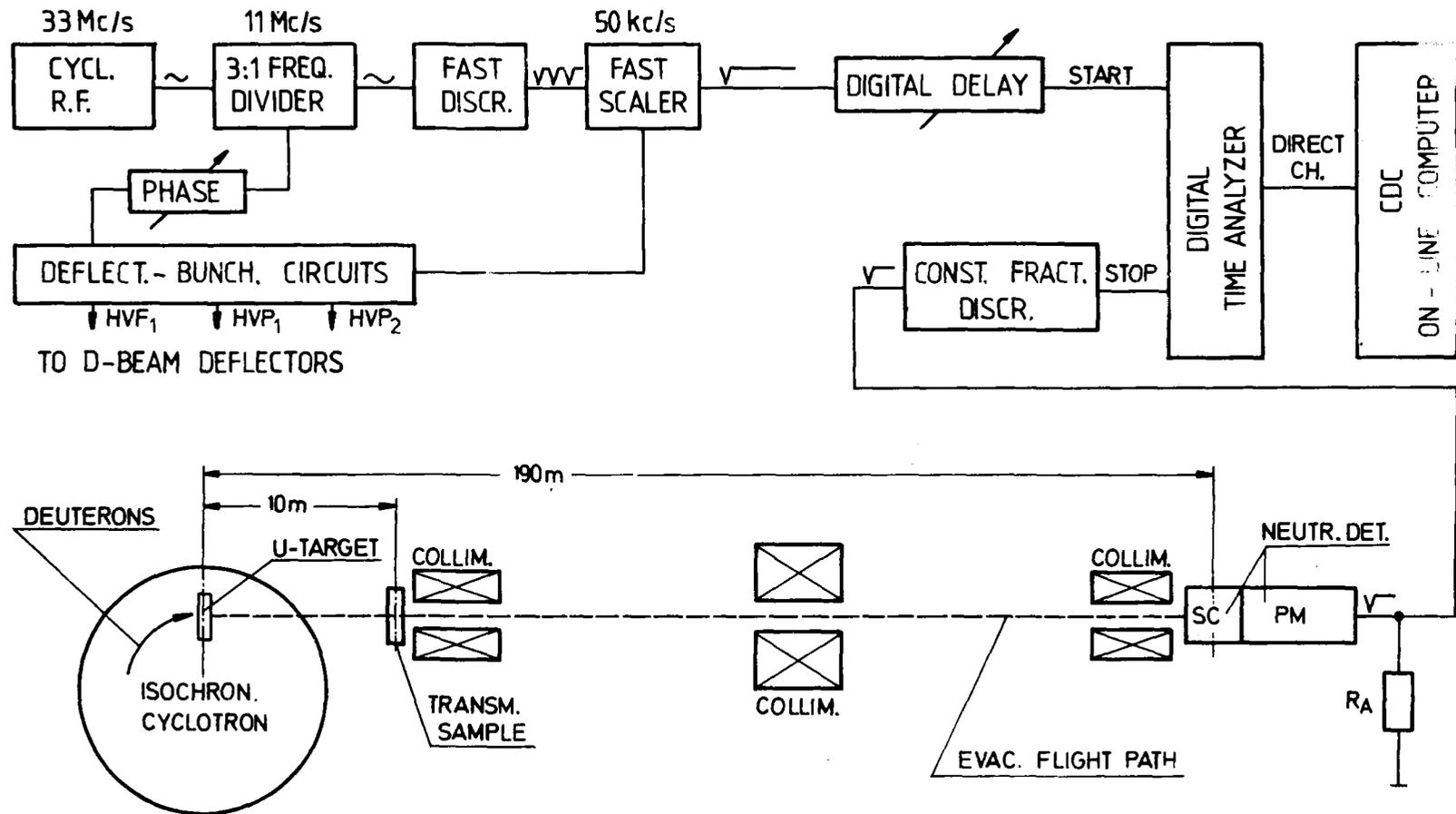


Fig. 1 Schematic diagram of the time-of-flight set-up. For clarity details of the KfK deflection-bunching system and the complete set of logic circuits are not shown

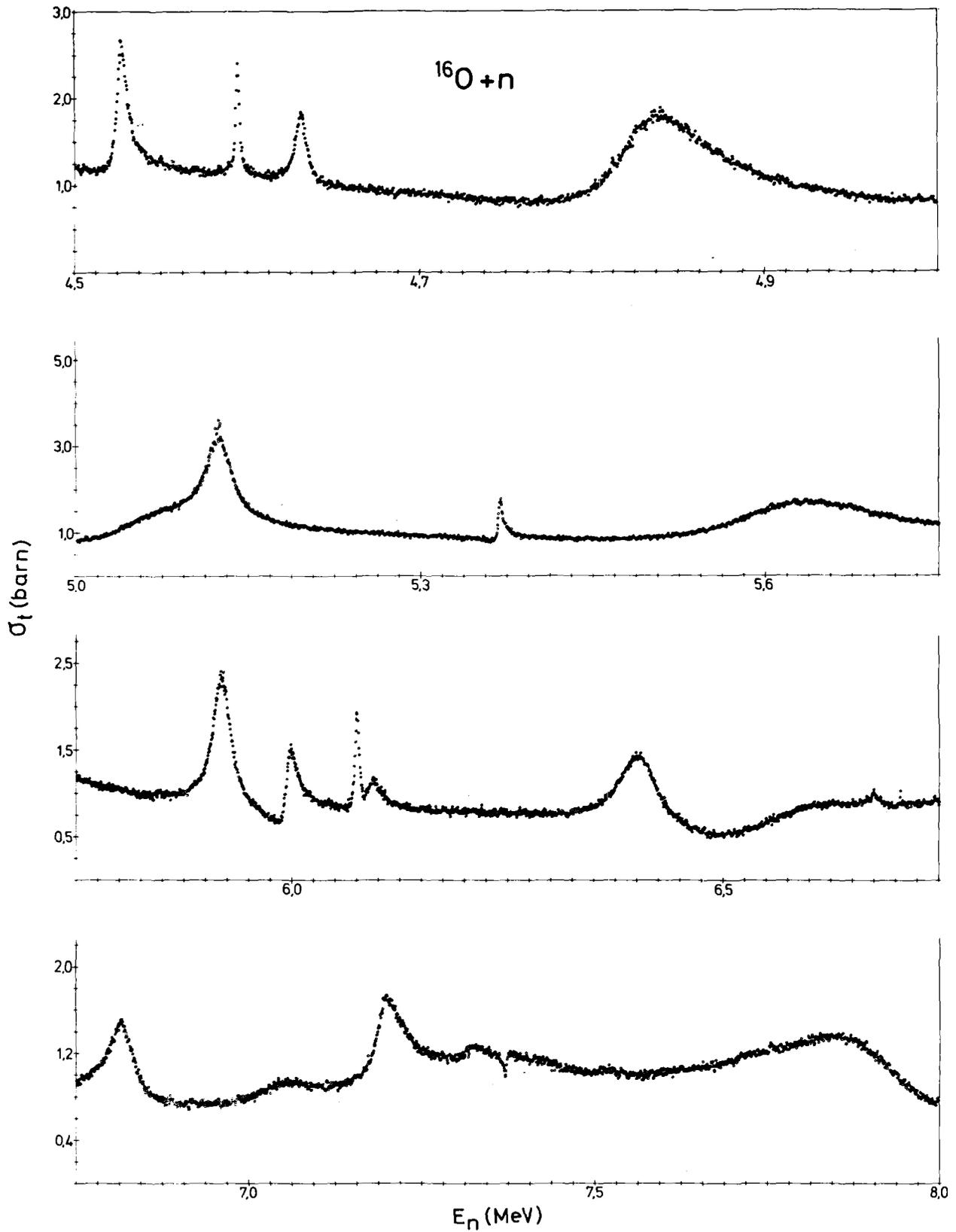


Fig. 2 Total neutron cross section between 4.5 and 8 MeV. These data are an example of the experimental results obtained for C and O between 3 and 30 MeV

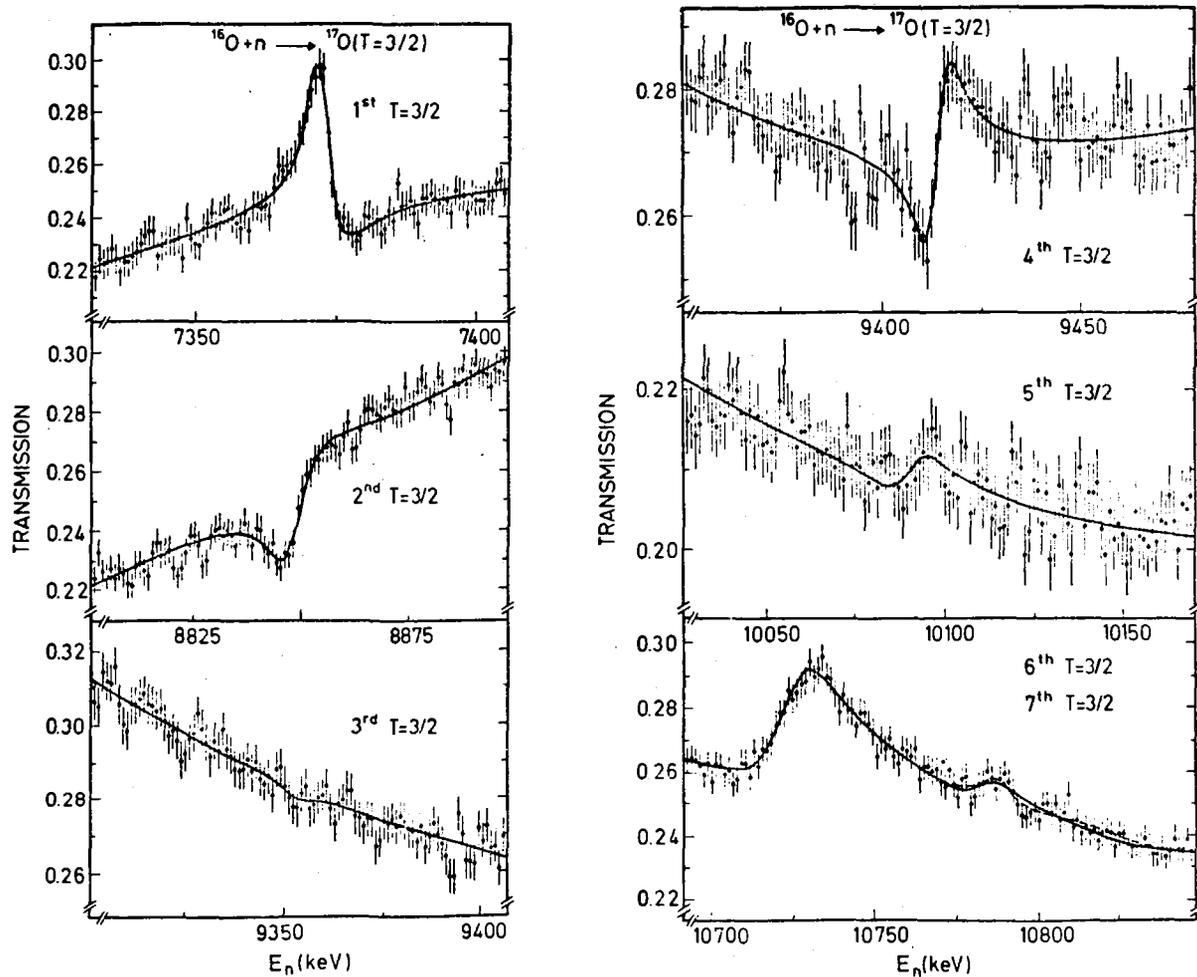


Fig. 3 Measured neutron transmission and best fit curves (solid lines) from our resonance analyses for the first seven ^{17}O ($T=3/2$) resonances

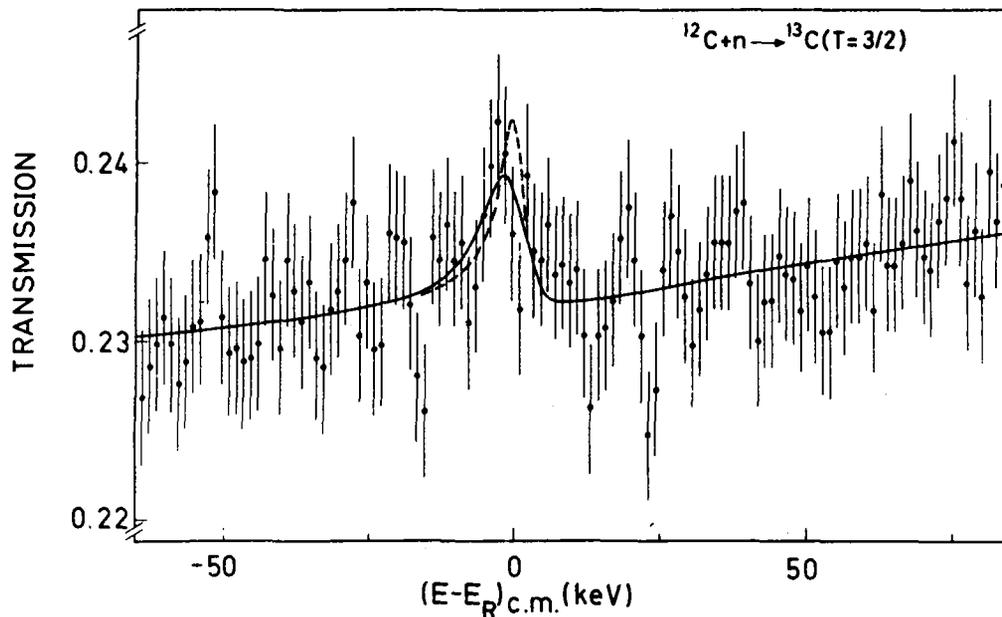


Fig. 4 Measured neutron transmission and best fit curve (solid line) for the first ^{13}C ($T=3/2$) resonance (preliminary)

АНАЛИЗ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ К ИЗМЕНЕНИЮ ГРУППОВЫХ КОНСТАНТ
ПРИ РАСЧЕТАХ БИОЛОГИЧЕСКОЙ ЗАЩИТЫ МЕТОДОМ ВЫВЕДЕНИЯ - ДИФФУЗИИ

К. М и х а й

(Технический университет, Будапешт, ВНР)

ANALYSIS OF SENSITIVITY TO THE GROUP CONSTANT VARIATIONS AT THE BIOLOGICAL SHIELDING CALCULATIONS BY EXTRACTION - DIFFUSION METHOD. This paper treats the influence of group constant uncertainties on the accuracy of calculating some readings of the activation detectors located at different sites of a biological shielding that have been mounted in the irradiation tunnel of the Budapest technical university training reactor. It is carried out a comparative analysis between the influence of a calculation method accuracy and a constant definition one.

С развитием ядерной энергетики в ВНР возникает много проблем, в частности сооружение биологической защиты реактора. При расчете защиты используются различные методы, среди которых следует выделить так называемые полумпирические. В точности они уступают более совершенным теоретическим методам, тем не менее дают удовлетворительные результаты, обладая простотой и доступностью. Один из них - метод выведения - диффузии проанализирован на примере тестовой задачи учебного реактора Технического университета в Будапеште, на котором моделируется несколько защитных конфигураций [1,2]. Анализ показал удовлетворительную точность метода и его практическую применимость.

Важным для практических приложений является вопрос о происхождении погрешности метода расчета. Существуют два источника погрешностей: первый связан с приближенным характером метода, второй - с погрешностями в задании исходных данных, т.е. групповых констант. Если преобладает первый источник, то возможность улучшения точности отсутствует. Если же погрешность в основном связана с исходными данными, то возможно улучшение точности метода путем уточнения групповых констант.

Далее проводится анализ чувствительности интегральных функционалов, рассчитанных методом выведения - диффузии, к изменению групповых сечений углерода и кислорода. В качестве функционалов взяты показания детекторов индия, серы и золота, применяемых в тестовой задаче, а также значения интегральной плотности потока нейтронов и мощности поглощенной дозы.

Определение профилей чувствительности интегральных функционалов. Существуют два метода построения профилей чувствительности: метод последовательной вариации сечения в каждой группе и метод решения сопряженного уравнения [3]. Второму методу в последние годы уделяется много внимания, однако в настоящей работе от него отказались по двум причинам. Первая заключается в существовании проблемы точности определенного профиля, так как метод опирается на теорию возмущений первого порядка и, следовательно, дает профиль чувствительности в линейном приближении. В то же время известно [4], что профиль чувствительности является заметно нелинейной функцией от приращения сечения, выбираемого в пределах типичных экспериментальных погрешностей (около 5-10%) [5,6]. Другая (основная) причина заключается в трудности построения сопряженного оператора в связи с полумпирическим характером метода.

Из-за указанных причин выбрали метод последовательной вариации сечений в каждой группе. Метод реализовали следующим образом. Сначала для заданной конфигурации вычислили плотность потока нейтронов методом выведения - диффузии в каждой группе с невозмущенными константами и по ним определили показания активационных детекторов. Затем последовательно в одной группе полное сечение уменьшили на 10% (эта цифра выбрана по типичным погрешностям в групповых сечениях). Потом тем же методом вычислили плотность потока нейтронов и соответствующие показания детекторов. Эту операцию повторили последовательно для всех групп каждой комбинации интегрального детектора и его расположения в защите. Вычисления выполняли для двух конфигураций защиты: слоев воды толщиной 30 см и графита толщиной 40 см. По этим значениям вывели зависимость

$$R_i = \left(\frac{J_0 - J_i}{J_0} \frac{\Delta \sigma}{\sigma} \right) \frac{1}{\Delta u} ,$$

где R_1 - чувствительность к изменению сечения в i -й группе; I_0 - показание детектора, вычисленное с невозмущенными константами; I_1 - то же с 10%-ным возмущением полного сечения в i -й группе; $\Delta b/b = 10\%$ - относительное изменение сечения; Δu_i - ширина группы в единицах летаргии.

Следует отметить, что отклонение в 10%, выбранное в качестве шага для изменения сечения, может не обеспечить линейности функционала в таких пределах. Однако указанная величина характерна для точности определения групповых сечений. Поэтому предпочтительнее выяснить величину погрешности в определении сечений интегральных функционалов (соответствующую реально наблюдаемой погрешности в определении сечений), чем заниматься проблемой линейности, которая совершенно неактуальна в данном случае из-за приближенного характера метода выведения - диффузии.

При количественном анализе чувствительности интегральных функционалов следует иметь в виду, что, как упоминалось выше, на практике с погрешностью одновременно заданы все групповые сечения, поэтому для определения правильного значения погрешности функционала нужно учесть их совместное действие. Если бы значения групповых сечений были независимы, то полную чувствительность можно было вычислить по формуле

$$R = \sqrt{\sum_i R_i^2}.$$

Следует отметить, что библиотека констант в расчете по методу выведения - диффузии основана на 26-групповой системе [7].

Данные работы [7] являются оценками многих экспериментальных результатов, коррелированных между собой. В этом случае приведенное выше выражение дает заниженные результаты. Поскольку точные значения элементов корреляционной матрицы не известны, для оценки полной чувствительности целесообразно взять величину

$$R = \sum_i |R_i|,$$

которая учитывает факт сильной корреляции значений групповых констант, хотя и дает несколько завышенную оценку.

Результаты вычисления и профили чувствительности представлены в работе [8]. На основе полученных данных можно вывести следующие закономерности:

- в низкоэнергетической области чувствительности или малы, или полностью отсутствуют; увеличение чувствительности происходит в группах, где сечение активации соответствующих детекторов аномально велико;
- имеется зависимость чувствительности функционалов от геометрических размеров защиты.

Зависимость чувствительности от толщины слоя защиты. На рис. 1 и 2 изображена суммарная чувствительность для разных активационных детекторов. На участке, где защита состоит из слоя исследуемого материала (кислород и углерод), указанная зависимость носит почти линейный характер. Отклонения связаны с изменением состава защиты в соответствующих точках. Наличие почти линейного закона возрастания чувствительности позволяет экстраполировать ее величину на большую толщину защиты. В частности, в случае использования для защиты воды (см. рис.1) можно видеть, что при ее толщине около 1,5 м значение чувствительности должно достигнуть 10. Это означает, что если взять точность определения сечений равной около 5%, то функционалы будут вычисляться с точностью, приближающейся к 50%. Последняя цифра превышает точность метода, которая оценивалась примерно в 30%. Из изложенного следует, что существует возможность определения метода расчета путем уточнения констант.

Аналогично предыдущему случаю путем экстраполяции (см. рис.2) получают результаты, свидетельствующие о том, что уже при толщине графита 40 см погрешность констант сравнима с погрешностью метода.

Анализ матрицы чувствительности. Выше рассмотрен общепринятый метод анализа чувствительности, заключающийся в том, что анализируется чувствительность функционала, представляющего собой некоторый интеграл. Неудобство такого подхода заключается в том, что в интеграле вуализуется вклад отдельных составляющих. Это, в частности, не позволяет предсказать профиль чувствительности некоторого функционала, если известен профиль чувствительности другого функционала.

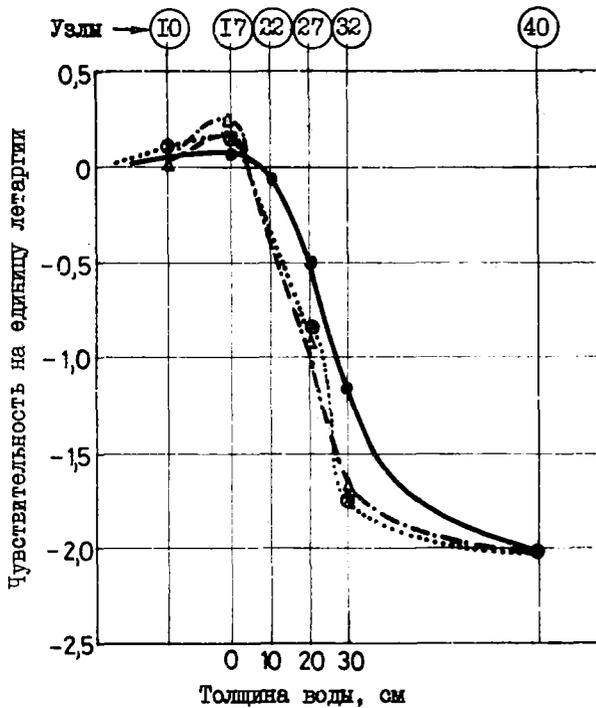


Рис. 1

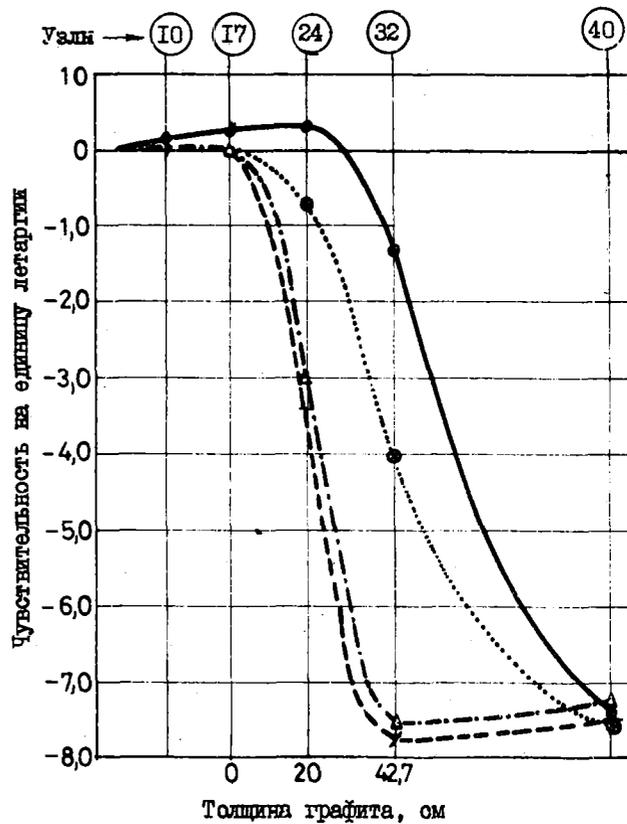


Рис. 2

Рис. 1. Зависимость суммарной чувствительности от толщины защиты (вода) для разных детекторов:(Δ) - индия; ---- - серы;(⊙) - золота (0,5 - ∞); — (●) - золота (0 - ∞)

Рис. 2. Зависимость суммарной чувствительности от толщины защиты (графит) для разных детекторов:(Δ) - индия; ---- - серы;(⊙) - золота (0,5 - ∞); — (●) - золота (0 - ∞)

Такой недостаток можно устранить, если в качестве функционала, для которого определяется профиль чувствительности, выбрать групповой поток φ_j -й группы. Тогда можно ввести понятие матрицы чувствительности V_{ij} , которая представляет собой чувствительность потока нейтронов в j -й группе к изменению какого-либо сечения в i -й группе, т.е.

$$V_{ij} = \left(\frac{\Delta \varphi_j / \varphi_j}{\Delta \sigma_i / \sigma_i} \right) \frac{1}{\Delta u_i}$$

В работе [8] вычислены матрицы для метода выведения - диффузии и для изменения групповых сечений кислорода и углерода, составляющих основную часть материала защиты. Схема вычислений аналогична изложенной выше.

Анализ определяемых матриц чувствительности позволяет сделать следующие выводы:

1. Диагональные элементы матрицы существенно превышают (по абсолютной величине) недиагональные. Это означает, что изменение сечения в какой-либо группе в основном воздействует на изменение потока в ней.

2. Для кислорода значительная чувствительность наблюдается в первых четырех-пяти группах (диагональные и околодиагональные элементы). Ее значения, равные примерно единице, указывают на то, что при расчетах потоков на больших глубинах (около 1,5 м) погрешность их определения, связанная с неточностью знания констант, начинает превышать погрешность самого метода выведения - диффузии.

3. Для углерода большие значения чувствительности наблюдаются во всех группах. Особенно велики они в первых трех-четырех группах (около 5-8). Это обстоятельство указывает на необходи-

мость учета точности констант по углероду при расчетах методом выведения - диффузии при толщинах графита около 40 см и более.

Список литературы

1. Михай К. Использование метода выведения - диффузии для расчета тестовой программы по биологической защите. - В кн.: Теплогидравлические и физико-химические процессы в ядерных энергетических установках. М., 1980, вып.474, с.59-65.
2. Чом Д. и др. Результаты измерений тестовой задачи № 2 по биологической защите. Будапешт, 1977.
3. Марчук Г.И. Методы расчета ядерных реакторов. М.: Госатомиздат, 1961.
4. Goldstein H. A survey of cross-section sensitivity analysis as applied to radiation shielding. - In: Proc. of the 5 Intern. Conf. on Reactor Shielding. USA, Knoxville, Apr. 1977, p. 18-25.
5. Fossan D.B. e.a. Phys. Rev., 1961, v.123, N 1, p.209.
6. Cohn H.O., e.a. Phys. Rev., 1960, v.122, N 2, p.534.
7. Абагян Л.Л. и др. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1964.
8. Михай К. Использование интегральных экспериментов с целью анализа ядерных констант для расчета биологической защиты ядерных реакторов: Автореферат дис. на соиск. учен. степ. канд. физ. наук. М., 1980, с.223.

УДК 539.173

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ СЕЧЕНИЙ ДЕЛЯЩИХСЯ ЯДЕР В ОБЛАСТИ НЕРАЗРЕШЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ

Н.К у м д ж и е в а, Н.Я н е в а
(ИИИЯЭ АН, София, БНР)

ENERGY DEPENDENCE CALCULATION CODE FOR FISSIONABLE NUCLEI CROSS-SECTION IN NON RESOLVED RESONANCE RANGE. The programme was made for calculation the energy dependence of simulated cross-section on the basis of R-matrix formalism taking into account the interference between nearby situated levels. The calculated values of energy averaged ^{235}Pu total cross-section in the interval 100-2000 eV were compared with experimental data.

Теоретическое описание энергетической структуры сечений связано с применением формальной теории ядерных реакций и использованием набора параметров, полученных при сравнении с экспериментом. В резонансной области энергии нейтронов для делящихся ядер необходим учет межрезонансной интерференции. Преимущества применения R-матричной теории состоят в том, что параметры не зависят (или слабо зависят) от энергии и подчиняются известным статистическим законам распределения. Для неразрешенных резонансов можно построить "модельные" сечения, которые зависят только от средних параметров и сохраняют характеристики энергетической структуры.

R-матричную теорию можно связать с K-матричным представлением (методом эффективного взаимодействия). Используя основные свойства S-матрицы - аналитичность и унитарность, выражаем ее через реальную симметричную матрицу K:

$$S = \exp(-\lambda\varphi)(1-ik)^{-1}(1+ik)\exp(-i\varphi). \quad (1)$$

Матрица K имеет вид

$$K_{ab} = K_{ab}^0 + \sum_{\lambda=1}^N \gamma_{\lambda a} \gamma_{\lambda b} (E_{\lambda} - E)^{-1}, \quad (2)$$

где a и b - открытые каналы реакции; λ - индекс уровней; K_{ab}^0 - нерезонансная добавка.

В работе [1] выражения (1), (2) применяются для построения матрицы S с помощью модели случайной матрицы и показано, что такой подход может быть использован для расчета упругих и неупругих сечений составного ядра. Величины $\beta_{\lambda\alpha}$ подчиняются нормальному распределению с нулевым средним. Расстояния между уровнями $(E_{\lambda+1} - E_{\lambda})$ распределены по закону Вигнера. В работе [2] предлагается применить такую схему для расчета нейтронных сечений делящихся ядер. При этом делается упрощенное рассмотрение задачи по известной схеме Рейха - Мура [3]. Тогда число открытых каналов уменьшается значительно, радиационная ширина считается постоянной и добавляется к энергии в знаменателе выражения (2) как постоянная добавка. Для рассматриваемого случая можно записать

$$K_{ab} = \frac{1}{2} \frac{\bar{\Gamma}_{\lambda a} \bar{\Gamma}_{\lambda b}^{1/2}}{\bar{D}} \sum_{\lambda} \frac{\beta_{\lambda a} \beta_{\lambda b}}{(E_0 - E)/\bar{D} + \lambda Z_{\lambda} - i\Gamma_{\lambda}/2\bar{D}},$$

где $\bar{\Gamma}_{\lambda a}$ - средние парциальных нейтронных ширин; \bar{D} - среднее расстояние между уровнями. Случайные величины $\beta_{\lambda\alpha}$ имеют нормальное распределение с параметрами $(0,1)$, а случайная величина Z_{λ} следует закону распределения Вигнера. Величина E_0 отмечает начало энергетического спектра. После несущественных преобразований выражение (1) примет вид

$$S = \exp(-i\varphi) [(1 - ik)^{-1} - 1] \exp(i\varphi). \quad (3)$$

Сечение реакции и полное сечение получаются из соответствующих элементов S -матрицы с помощью известных соотношений

$$\sigma_{\alpha} = \frac{\pi}{K^2} |S_{n\alpha}|^2; \quad \sigma_t = \frac{2\pi}{K} (1 - \text{Re} S_{nn}).$$

Для численного расчета сечений создана программа MODE по методу Монте-Карло [4]. Указанные законы распределения позволяют моделировать случайные величины $\beta_{\lambda\alpha}$ и Z_{λ} . Используем алгоритм, представленный в работе [5]. Если два случайных числа η_1 и η_2 равномерно распределены в интервале $(0,1)$, то случайные величины $\beta_{\lambda\alpha} = (-2 \ln \eta_1)^{1/2} \cos(2\pi \eta_1)$; $\beta_{\lambda\beta} = (-2 \ln \eta_2)^{1/2} \cos(2\pi \eta_2)$ независимы и распределены нормально около нуля с отклонением, равным единице. Случайная величина $Z_{\lambda} = 2\sqrt{\pi} \sqrt{-\ln(1-\eta_1)}$ следует закону распределения Вигнера.

Величины $\beta_{\lambda\alpha}$ и Z_{λ} используются для построения матрицы $(1-ik)$ и посредством выражения (3) матрицы S . Далее вычисляются сечения σ_{α} и σ_t .

Программу MODE используют следующим образом. На основе вводных данных о средних резонансных параметрах подпрограммы BETA и ZETA моделируют случайные величины $\beta_{\lambda\alpha}$, $\beta_{\lambda\beta}$, Z_{λ} с помощью генератора случайных чисел. Подпрограммы MATRX1 ($I = 1, 2$) строят и обращают комплексную матрицу $(1-ik)$ для I -спиновых состояний составного ядра. Они вычисляют и элементы S -матрицы для расчета сечений. С помощью подпрограммы MEDIUM получают сечение, усредненное по энергии согласно выражению

$$\langle \sigma \rangle = \int \sigma E dE / \int E dE.$$

Подпрограмма ERROR учитывает вероятную ошибку $R_n \approx 0,675 \sqrt{\sigma/I_{\text{макс}}}$, где $I_{\text{макс}}$ - число разгруппирования по методу Монте-Карло. Дисперсия Δ средних сечений $\langle \sigma \rangle$ вычисляется согласно данным работы [6]:

$$\Delta = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (\langle \sigma_i \rangle)^2 - \frac{1}{N(N-1)} \left(\sum_{i=1}^N \langle \sigma_i \rangle \right)^2,$$

где $N = I_{\text{макс}}$.

В программе проводится усреднение по числу разгруппирований, предвидится возможность варьирования значений средних резонансных параметров и введение статистического критерия для определения оптимальных значений этих параметров путем подгонки к экспериментальным данным. Программа составлена на языке ФОРТРАН для машин единой серии.

Описанная программа применялась для расчета усредненных значений полного нейтронного сечения ^{239}Pu в области 300-2000 эВ. При взаимодействии α -нейтронов с ядром ^{239}Pu возбуждаются два спиновых состояния составного ядра, в одном из которых имеются три, а в другом два открытых

канала. Соответственно строятся две матрицы. Число членов в сумме выражения (2) равно 10, значение I_{max} также равно 10. Входные данные о средних параметрах взяты из оценки работы [6], где они получены по формуле Хаузера - Фешбаха. Результаты представлены в таблице в сравнении с экспериментальными данными, которые использовались для определения значений средних параметров.

Данные об усредненных полных нейтронных сечениях ^{239}Pu в области 300-2000 эВ

E, эВ	$\langle \sigma_t \rangle, \text{б}$		$R_N, \text{б}$
	Работа [6]	Настоящая работа	
300-400	33,367	34,501	2,8
400-500	26,519	26,881	2,3
500-600	45,988	39,981	4,0
600-700	24,550	24,714	1,5
700-800	24,010	22,274	1,7
800-900	22,300	22,354	1,5
900-1000	29,380	30,391	2,4
1000-2000	21,944	24,491	1,9

Как видно из таблицы, расчетные значения совпадают в пределах ошибок с экспериментальными данными, что приближается к выводу работы [1] о применимости рассматриваемой схемы для расчета сечений составного ядра (в данном случае для делящихся ядер и с учетом интерференции резонансов в приближении Рейха - Мура). Такой вывод имеет существенное значение, так как описанный метод позволяет создать возможности расчета функционалов сечений (например, пропускания) и определения оптимальных значений средних резонансных параметров. Одновременный анализ экспериментальных данных по усредненным сечениям и пропусканию может обеспечить определение средних значений парциальных нейтронных ширин для разных спиновых состояний составного ядра.

Список литературы

1. Terel J.W., Hofmann H.M., Weidenmuller H.A. Phys. Letters, 1974, v,48B, p.1.
2. Лукьянов А.А. Структура нейтронных сечений. М.: Атомиздат, 1978.
3. Reich C.W., Moore M.S. Phys. Rev., 1958, v.111, p.929.
4. Кукмджиева Н.Т. Ядрена енергия, 1980, № 13.
5. Соболев Н.М. Численные методы Монте-Карло. М., 1973.
6. Ковышин В.А. и др. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1974, вып.14.

УДК 539.17.013:621.3.083.2

ОПИСАНИЕ НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ В РАМКАХ ЭКСИТОННОЙ МОДЕЛИ

М.К а ч м а р ч и к, М.П ш и т у л а
(Институт физики Университета в Лодзи, ПНР)

**NEUTRON RESONANCE DESCRIPTION USING EXCITON MODEL APPROACH.
An exciton model method of calculation of reduced neutron resonance widths is presented. The results of calculation are compared with experimental data.**

Из-за больших трудностей в точном квантовомеханическом описании структуры и свойств высоковозбужденных состояний атомного ядра, получаемых после захвата резонансных нейтронов, была принята попытка использовать полуклассический подход [1]. Он основан на экситонной модели [2], которая с успехом применяется для описания характеристик ядерных реакций, вызываемых частицами с энергией более 10 МэВ [3,4].

Предполагая, что эволюция структуры высоковозбужденного ядра происходит вследствие двух-частичных столкновений нуклонов, для описания эволюции структуры используем набор дифференциальных уравнений [3,4]. В первом приближении пренебрежем различием между нейтронами и протонами. Число дифференциальных уравнений равно максимальному числу k нуклонов, которые могут находиться над уровнем Ферми ядра-мишени при энергии возбуждения промежуточного ядра, равной энергии связи нейтрона в этом ядре. Предполагая в дальнейшем эквидистантное распределение одночастичных уровней в потенциальной яме с плотностью $\epsilon = A/13 \text{ МэВ}^{-1}$ и вводя энергетическую щель между нейтронными оболочками, можно получить показанную на рис.1 зависимость числа k от числа нейтронов в ядре в области β -стабильных ядер.

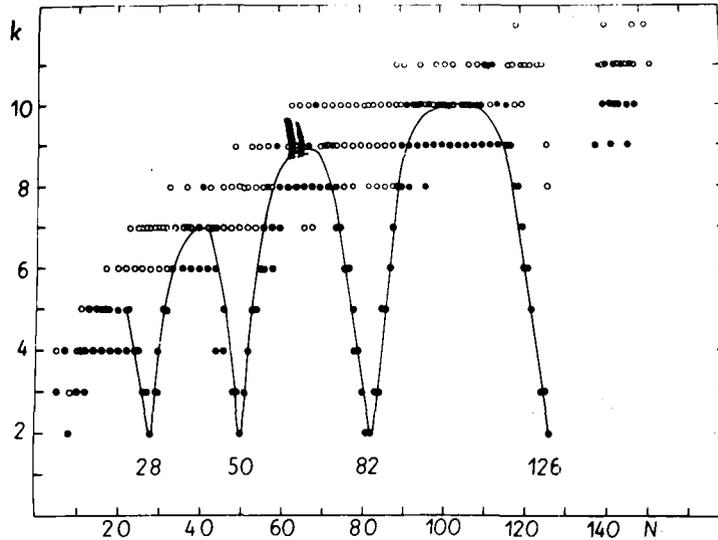


Рис.1. Зависимость числа k от числа нейтронов N в ядре (область β -стабильных ядер) с учетом (●) и без учета (○) энергетической щели

Для вычисления вероятностей внутриядерных переходов λ_i^{\pm} от конфигурации с i -частичами к конфигурациям с $i \pm 1$ -частичами использовалось "золотое правило". Средний квадрат матричного элемента вычислялся по эмпирической формуле $[5] \bar{M}^2 = k/UA^3$, а плотность конечных состояний, доступных по конфигурации с i -частичами, - по формулам работы [6]. Вероятности нейтронного и радиационного распада определяли по одночастичной ширине и оценке Вайскопфа в предположении только электрических дипольных переходов с энергией $E_n(i) = S_n/i$ [1].

Вычисления усредненных свойств нейтронных резонансов не нуждаются в решении упомянутых дифференциальных уравнений, поскольку они зависят от средних времен пребывания возбужденного ядра в разных конфигурациях. Как показано в работах [1,7,8], среднее время пребывания возбужденного ядра в отдельных конфигурациях θ_i можно легко найти по системе линейных алгебраических уравнений, которые получаются интегрированием дифференциальных уравнений в пределах времени от нуля до бесконечности при условии, что в начальный момент все ядра находятся в конфигурации с $i=1$. Сумма этих времен по всем значениям i дает время жизни τ возбужденного ядра, следовательно, полную ширину. Отношение $p_i = \theta_i/\tau$ выражает вклад конфигурации с i -частичами в структуру возбужденного ядра, которая определяется спектром значений p_i .

С энергетической точки зрения испускание нейтрона для низколежащих резонансов ($U \approx S_n$) может происходить только из конфигурации с $i=1$. Отсюда предсказываемая приведенная нейтронная ширина $\Gamma_n^0 = p_1 \Gamma_{вр}^0$.

На рис.2 показан пример структуры возбужденных ядер с $U \approx S_n$, а на рис.3 сопоставлены экспериментальные значения средних нейтронных приведенных ширин со значениями, вычисленными описанным способом. Рассмотренный метод позволил вычислить радиационные и полные ширины нейтронных резонансов, которые оказались завышенными в среднем на два порядка, хотя ход их зависимости от относительной атомной массы в принципе является правильным.

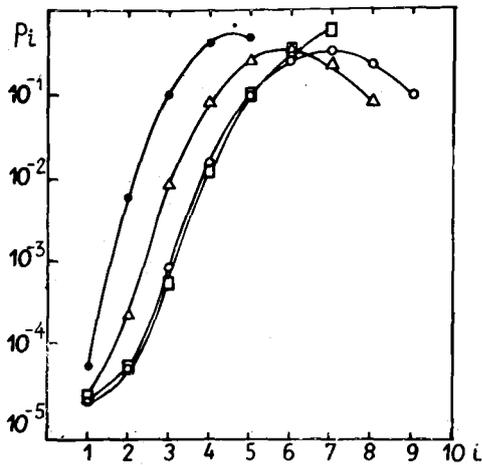


Рис.2

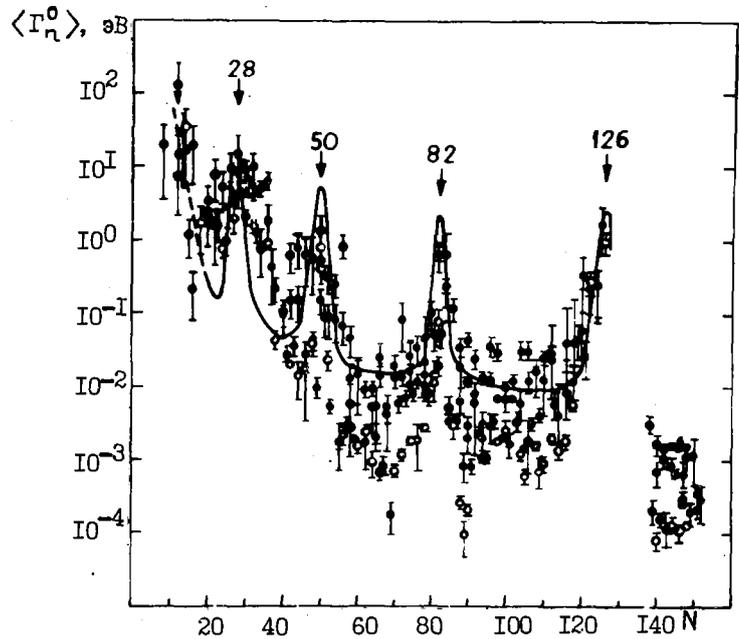


Рис.3

Рис.2. Структура возбужденных ядер с $U \approx S_d$: \bullet - ^{60}Ni ; Δ - ^{110}Cd ; \circ - ^{164}Er ; \square - ^{200}Hg

Рис.3. Сравнение экспериментальных значений (точки) средних нейтронных приведенных ширин со значениями, вычисленными по экситонной модели (кривая): \bullet - четные ядра; \circ - нечетные ядра

Изложенное описание нейтронных резонансов является очень простым и наглядным, но имеет недостатки из-за слишком упрощенных предположений.

Список литературы

1. Przytula M., Kaszmarczyk M. Proc. Second Int. Symp. on the Neutron Induced Reactions, Smolenice, June 25-29, 1979, VEDA, Bratislava, 1980, p.263.
2. Griffin J.J. Phys. Rev. Letters, 1966, v.17, p.478.
3. Blann M. Ann. Rev. Nucl. Sci., 1975, v.25, p.123.
4. Гудина К.К., Ососков Г.А., Тонеев В.Д. Ядерная физика, 1975, т.21, с.260.
5. Kalbach-Cline C. Nucl. Phys., 1973, v.A210, p.590.
6. Williams F.C., Jr. Phys. Letters, 1970, v.31B, p.184.
7. Běták E., Dobeš J. Proc. VII-th Int. Symp. on the Interaction of Fast Neutrons with Nuclei. Gaussig, November 21-25, 1977, Zfk-376,5.
8. Dobeš J., Běták E. Z.Physik, 1978, Bd A288, S.175.

СТРИМЕРНЫЙ СПЕКТРОМЕТР ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ РЕДКИХ РЕАКЦИЙ С НЕЙТРОНАМИ

М.Н.Михайлов, Т.М.Трошев, А.И.Трифонов,
В.И.Христов, Т.Б.Янев (ИЯИЯЭ АН, БНР), И.В.Фаломкин,
Ю.А.Щербаков (ОИЯИ, СССР)

STREAMER SPECTROMETER FOR THE STUDY OF RARE REACTIONS WITH NEUTRONS. A streamer spectrometer for detecting and photographing electron positron pairs of internal conversion in the capture of thermal neutron by the nuclei of argon and hydrogen are described.

Исследование захвата тепловых нейтронов с образованием конверсионных пар является одним из интересных методов для изучения мультипольности ядерных переходов и других характеристик ядерных уровней. В последние годы для изучения пар внутренней конверсии при захвате тепловых нейтронов ядрами аргона использовалась методика диффузионной камеры [1]. Были получены фотографии и энергетический спектр пар и сделан анализ углового распределения суммарного вектора пар. Значительный уровень γ -фона и недостаточное энергетическое разрешение затрудняли наблюдение линии перехода в аргоне. Отчетливо наблюдались группы линий в районе 3 и 4 МэВ. Недостаточная статистика, связанная с применением этой методики, не позволила получить более детальной информации об энергетическом спектре конверсионных пар. Чтобы сделать определенные выводы о наблюдении конкретных переходов в аргоне, необходимо значительно повысить поток нейтронов и снизить γ -фон из канала реактора.

Была предпринята также попытка использовать диффузионную камеру для регистрации пар внутренней конверсии при захвате тепловых нейтронов ядрами водорода. Получены хорошие треки в камере при давлении рабочего газа $10,1 \cdot 10^5$ Па. Однако в диффузионной камере нельзя использовать интенсивный пучок нейтронов, а γ -кванты создают большой фон, поэтому не удалось наблюдать соответствующей реакции.

Для дальнейшего исследования захвата тепловых нейтронов с образованием конверсионных пар в аргоне и водороде была создана стримерная камера, которая известна как трековый детектор [2-4]. Она управляема и имеет малое время памяти (около 1 мкс), поэтому способна работать в условиях большой фоновой загрузки. Использование камеры в магнитном поле для спектрометрии дает возможность измерять импульсы заряженных частиц, углы их вылета из точки взаимодействия и изучать частицы, имеющие малый пробег. Кроме того, появилась возможность спектрометрии частиц очень малых энергий, возникших в газе камеры, а также изучения редких реакций с анализом продуктов распада. Стримерная камера может регистрировать пучки нейтронов высокой интенсивности. Рабочий газ, наполняющий камеру (аргон или водород), выполняет роль мишени, что дает возможность наблюдать точки испускания пары и обеспечивает достаточно хорошие условия для угловых и энергетических измерений.

На рисунке изображена принципиальная схема стримерного спектрометра, помещенного в магнитное поле. Размер камеры, определенный с учетом энергии регистрируемых электронов, выбран равным $30 \times 20 \times 10$ см³. Камера заполнена аргоном или водородом высокой чистоты при давлении около $1,01 \cdot 10^5$ Па и размещена в магните-соленоиде. Электрон-позитронные пары регистрируются с помощью двух боковых сцинтилляционных счетчиков. Система отбора событий включает четыре таких счетчика: два из них являются боковыми стенками камеры, а другие два расположены непосредственно за ними. Сцинтилляционные счетчики, использующие ФЭУ-30, связаны между собой схемой антисовпадения - совпадения (чтобы исключить влияние фона и ложных запусков). Импульсы от счетчиков подаются на схему управления, которая запускает генератор и схему, управляющую перетяжкой пленки в

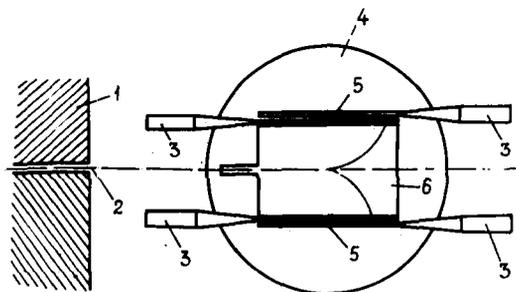


Схема стримерного спектрометра: 1 - защита реактора; 2 - нейтронный пучок; 3 - ФЭУ; 4 - магнитное поле; 5 - сцинтилляторы; 6 - строительная камера

фотоаппаратах. Схема управления основана на использовании микросхем и имеет время задержки около 20 нс. Выходной импульс подается на схему запуска высоковольтного импульсного генератора.

Для питания камеры используется 20-каскадный импульсный генератор типа Аркадьева - Маркса. Запуск первого каскада осуществляется с помощью импульсной схемы на лавинных транзисторах и двух триггерах. Разработанная авторами настоящего сообщения конструкция генератора имеет однополярную схему питания до 30 кВ. Ударная емкость генератора составляет 500 пФ. Амплитуда высоковольтного импульса достигает 600 кВ. Разрядники генератора находятся в герметической плексигласовой трубе, позволяющей увеличить давление газа в разрядных промежутках до $6 \cdot 10^5$ Па. Изменением давления в этих промежутках в широких пределах регулируется амплитуда высоковольтного импульса. Каждый каскад генератора состоит из 16 конденсаторов КИ5-4. Максимальное напряжение в камере с учетом емкости электродов, нагрузочного сопротивления, потерь на коронирование и внутреннее сопротивление составляет 500 кВ. Как показали испытания, генератор прост по конструкции и устойчиво работает в широком диапазоне выходных напряжений.

Треки в камере фотографируются стереоскопически двумя фотоаппаратами через сетчатый электрод. В аргонной и водородной камерах применяется режим самошунтирования, который позволяет получить хорошую локализацию и яркое свечение следов [5].

Для повышения локализации и яркости треков камера заполняется чистым аргоном или водородом с небольшой примесью паров воды или метана [6, 7]. Перед наполнением камера откачивается и выдерживается при остаточном давлении до 1,33 Па. Система наполнения позволяет вводить в рабочий газ необходимые добавки. Без повторного наполнения камера работает обычно в течение нескольких дней. Система отбора позволяет запускать камеру в случае рождения пары на пути нейтронного пучка внутри объема камеры.

Для изучения возникновения пар внутренней конверсии при захвате тепловых нейтронов ядрами аргона и водорода с помощью спектрометра в магнитном поле необходимо наблюдать и фотографировать все электронно-позитронные пары, которые возникли в объеме стримерной камеры и были зарегистрированы счетчиками.

Список литературы

1. Дамьянов Д.Б., Куликин М.М., Христов В.И., Шербаков Ю.А. Доклады БАН, 1973, т.26, № II, с. 1441.
2. Дайон М.И. и др. Искровая камера. М.: Атомиздат, 1967.
3. Rice - Evans P. Spark. Streamer, Proportional and drift chambers. London, 1974.
4. Воробьев А.А., Руденко Н.С., Сметанин В.И. Техника искровых камер. М.: Атомиздат, 1978.
5. Falomkin I.V. e.a. Nucl. Instrum. and Methods, 1967, v. 53, p. 266.
6. Falomkin I.V. e.a. Ibid., 1976, v. 137, p. 589.
7. Falomkin I.V. e.a. Ibid., 1975, v. 131, p. 431.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ ИНДЕКС РАБОТ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКОГО СБОРНИКА
 "ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ. СЕРИЯ: ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ"
 1981 г., ВЫП.3(42) В МЕЖДУНАРОДНОЙ СИСТЕМЕ СИМВОЛ

Element S : A	Quantity	Labo - rato - ry	Work- type	Energy (eV)		Page	Comments
				min	max		
AL	027	NA	NIR	EXPT	THR	39	STARØSTØV+ AVG SIG, TBL
AL	027	NP	NIR	EXPT	THR	39	STARØSTØV+ AVG SIG, TBL
TI	046	NP	NIR	EXPT	THR	39	STARØSTØV+ AVG SIG, TBL
FE	056	NP	NIR	EXPT	THR	39	STARØSTØV+ AVG SIG, TBL
IN	115	DIN	NIR	EXPT	THR	39	STARØSTØV+ AVG SIG, TBL
AU	197	NG	NIR	EXPT	THR	39	STARØSTØV+ AVG SIG, TBL
U	233	SFN	FBI	EXPT	THR	43	BØL'SHØV+NEUT-SPEC, TBL
U	235	NP	NIR	EXPT	THR	39	STARØSTØV+ AVG SIG, TBL
U	235	SFN	FBI	EXPT	THR	43	BØL'SHØV+ NEUT-SPEC, TBL
U	238	NP	NIR	EXPT	THR	39	STARØSTØV+ AVG SIG, TBL
Np	237	NP	NIR	EXPT	THR	39	STARØSTØV+ AVG SIG, TBL
PU	239	NP	NIR	EXPT	THR	39	STARØSTØV+ AVG SIG, TBL
PU	239	SFN	FBI	EXPT	THR	43	BØL'SHØV+ NEUT-SPEC, TBL
CP	252	NP	FBI	EXPT	THR	43	BØL'SHØV+ NEUT-SPEC, TBL
MANY	N2N	FBI	EVAL	1.0 5 2.0 7	47	BYCHKØV+ CALCULATIONS, TBL	
MANY	NP	FBI	EVAL	1.0 5 2.0 7	47	BYCHKØV+ CALCULATIONS, TBL	
MANY	NA	FBI	EVAL	1.0 5 2.0 7	47	BYCHKØV+ CALCULATIONS, TBL	
MANY	NT	FBI	EVAL	1.0 5 2.0 7	47	BYCHKØV+ CALCULATIONS, TBL	

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

Подписано в печать 8.09.81. Т25249. Формат 60x84 1/8.
Офсетная печать. Печ.л. 13,0. Уч.-изд.л. 13,0. Тираж 327 экз.
Зак.тип.№ 989 17 статей. Индекс 3645.

Отпечатано в ЦНИИатоминформе
119146, Москва, Г-146, ас/яц 584

УДК 539.170.013

МЕТОД АНАЛИЗА СРЕДНИХ ПО ЭНЕРГИИ ПРОПУСКАНИЯ РЕЗОНАНСНЫХ НЕЙТРОНОВ/А.В.Комаров, А.А.Дукьянов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып.3(42), с.3-9.

На основе разработанной ранее теоретической модели для описания средних по энергии пропускания резонансных нейтронов как функций толщины образцов и средних резонансных параметров проведен анализ экспериментальных данных по пропусканию на образцах железа в различных энергетических группах. Полученные величины параметров согласуются с соответствующими данными, оцениваемыми в теории средних нейтронных сечений. Предложенный метод описания пропускания позволяет воспроизводить экспериментальные результаты для любых толщин образцов.

Рис.5, табл.2, список лит. - 9 назв.

УДК 539.170:53.08

СЛУЧАИ АНАЛИТИЧЕСКОГО УЧЕТА АППАРАТУРНОГО РАЗРЕШЕНИЯ ПРИ ПАДЕ-АППРОКСИМАЦИИ РЕЗОНАНСНЫХ КРИВЫХ/В.Н.Виноградов, Е.В.Гай, Н.С.Работнов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып.3(42), с.9-11.

Рассмотрено уравнение Фредгольма первого рода с оператором типа свертки, разностным ядром и правой частью в виде рациональной функции, не имеющей действительных полюсов и аппроксимирующей резонансную кривую. Для ядер, описывающих три вида аппаратурных линий: острую экспоненциальную, гладкую экспоненциальную и линию Лоренца, получено аналитическое решение этого уравнения с помощью преобразования Фурье, которое во всех случаях также является рациональной функцией.

Рис.2, список лит. - 5 назв.

УДК 539.171.017

ВКЛАД ПРЯМЫХ ПРОЦЕССОВ В ЖЕСТКУЮ ЧАСТЬ СПЕКТРОВ РЕАКЦИИ

$^{113}\text{In}(n, n')$ /А.Г.Довбенко, А.В.Игнатик, В.П.Лунов, Г.Н.Ловчикова. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып.3(42), с.12-18.

В рамках метода сильной связи каналов проведен анализ вклада прямых процессов в жесткую часть спектров реакции $^{113}\text{In}(n, n')$ для энергий налетающего нейтрона 5,34 и 8,53 МэВ. Показано, что на основе спектральных характеристик квадрупольных и октупольных коллективных возбуждений, полученных для близлежащих четно-четных ядер, удается объяснить большую часть наблюдаемого превышения спектров (n, n') реакции над неварительными спектрами нейтронов (p, n) -реакции.

Рис.4, табл.1, список лит. - 17 назв.

УДК 539.172.1

ПАРАМЕТРИЗАЦИЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ СПЕКТРОВ НЕЙТРОНОВ ИЗ (p,n) , (n,n') - РЕАКЦИИ НА ЯДРАХ ^{115}In , ^{181}Ta / М.И.Свидин. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып.3(42), с.19-26.

Проведен анализ экспериментальных спектров нейтронов (p,n) - и (n,n') -реакций на ядрах ^{115}In , ^{181}Ta в рамках каскадной модели испарения с учетом вклада нестатистической эмиссии нейтронов. Рассмотрено влияние конкуренции γ -квантов на вероятность выхода нейтронов в каскадах. Полученные значения параметра плотности уровней σ сравниваются с результатами других работ.

Рис.4, табл.2, список лит. - 23 назв.

УДК 539.172.4

ОЦЕНКА СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ $(n,2n)$, $(n,3n)$ ДЛЯ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР С УЧЕТОМ НЕРАВНОВЕСНЫХ ПРОЦЕССОВ / В.М.Бычков, В.И.Пляскин, Э.Ф.Тошинская. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып.3(42), с.26-38.

Описана методика оценки функций возбуждения реакций $(n,2n)$, $(n,3n)$ на тяжелых ядрах в области энергий нейтрона до порога реакции $(n,4n)$. Приведены формулы для расчета абсолютных сечений, полученные на основе упрощенных вариантов статистической и экситонной моделей. Канал деления описан с помощью систематики экспериментальных значений Γ_n/Γ_f . Выполнена оценка сечений реакций $(n,2n)$ и

$(n,3n)$ в области энергий от порога до 20 МэВ для 20 делящихся изотопов. Проведено сравнение с результатами других оценок.

Рис.7, табл.2, список лит. - 23 назв.

УДК 539.125.516.4

СРЕДНИЕ СЕЧЕНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НУКЛИДОВ С МГНОВЕННЫМИ НЕЙТРОНАМИ ДЕЛЕНИЯ $^{235}\text{U}+n_T$, $^{239}\text{Pu}+n_T$, ^{252}Cf / Б.И.Старостов, Л.Н.Кудряшов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып.3(42), с.39-42.

Рассчитаны сечения деления нуклидов ^{235}U , ^{239}Pu , ^{238}U , ^{237}Pu и сечения пороговых реакций $^{27}\text{Al}(n,\alpha)$, $^{27}\text{Al}(n,p)$, $^{115}\text{In}(n,n')$, $^{56}\text{Fe}(n,p)$, $^{46}\text{Ti}(n,p)$, усредненных по спектрам мгновенных нейтронов деления ^{235}U , ^{239}Pu тепловыми нейтронами и спонтанного деления ^{252}Cf . Показано, что можно достигнуть самосогласованности большого набора экспериментальных данных как между собой, так и с расчетными оценками в пределах 2%.

Табл.8, список лит. - 13 назв.

УДК 539.185

СПЕКТРЫ НЕЙТРОНОВ ВЫНУЖДЕННОГО ДЕЛЕНИЯ ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu ТЕПЛОВЫМИ НЕЙТРОНАМИ И СПОНТАННОГО ДЕЛЕНИЯ ^{252}Cf /В.И.Большов, К.Е.Володин, В.Г.Нестеров, Д.М.Турчин. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып.3(42), с. 43-46.

Приведены результаты измерений на тепловом пучке реактора БР-10 спектров нейтронов вынужденного деления ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu и спонтанного деления ^{252}Cf с использованием сцинтилляционной методики и кристаллов стльбена и антрацена. Определены значения параметра Φ максвелловского распределения, которые использовались для аппроксимации результатов измерений. Показано согласие исследований с результатами более ранних измерений той же экспериментальной группы и с последними оценочными данными.

Рис.3, табл.1, список лит. - 5 назв.

УДК 539.173.4

ОПРЕДЕЛЕНИЕ АБСОЛЮТНЫХ КВАНТОВЫХ ВЫХОДОВ γ -ИЗЛУЧЕНИЯ КОРОТКОЖИВУЩИХ ПРОДУКТОВ ДЕЛЕНИЯ γ -СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКИМ МЕТОДОМ В ЦИКЛИЧЕСКОМ РЕЖИМЕ/А.Н.Гудков, В.В.Казанцев, В.В.Коваленко и др. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып.3(42), с. 47-49.

Модифицированный метод γ -спектрометрического анализа смеси несепарированных продуктов деления на последовательных временных интервалах в циклическом режиме использован для измерения абсолютных квантовых выходов наиболее интенсивных γ -линий 13 осколочных ядер. Полученные результаты сравниваются с данными наиболее распространенных компиляций по γ -излучению радионуклидов. Впервые получены абсолютные интенсивности важнейших γ -линий, сопровождающих распад ^{101}Ni , ^{102}Ni и ^{144}Ba .

Табл.2, список лит. - 7 назв.

УДК 539.173.4

Измерение выходов короткоживущих продуктов деления ^{233}U тепловыми нейтронами γ -спектрометрическим методом в циклическом режиме/А.Н.Гудков, В.В.Казанцев, В.В.Коваленко и др. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып.3(42), с. 49-53.

Описана модификация метода γ -спектрометрического анализа смеси несепарированных продуктов деления на последовательных временных интервалах в циклическом режиме, разработанная для измерения выходов короткоживущих осколочных нуклидов. Приведены результаты эксперимента по измерению кумулятивных выходов некоторых короткоживущих продуктов деления ^{233}U тепловыми нейтронами.

Табл.3, список лит. - 9 назв.

УДК 539.170.01

ПОЛУЧЕНИЕ ОБОБЩЕННОГО СПЕКТРА ЧАСТОТ КОЛЕБАНИЙ АТОМОВ ЗАМЕДЛИТЕЛЯ ИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДВАЖДЫ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ РАССЕЯНИЯ МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ/Ю.В.Лисичкин, А.Т.Новиков, В.А.Семенов, С.И.Тихонова.- Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып.3(42), с.53-60.

Описана процедура получения обобщенного частотного спектра колебаний атомов некогерентно рассеивающего замедлителя, реализованная в программе SRFAST, написанной на языке ФОРТРАН-IV для ЭВМ БЭСМ-6. Задача получения обобщенного частотного спектра решается различными вариантами метода последовательных приближений с учетом вкладов упругого (квазиупругого), многофононного и многократного рассеяний в наблюдаемое дважды дифференциальное сечение рассеяния медленных нейтронов. Приводятся результаты обработки по программе SRFAST как "бумажного", так и реального экспериментов для гидрида циркония и легкой воды. Показано, что с ростом числа итераций модельный спектр, заданный первоначально, приближается к истинному. Рис.8, список лит. - 9 назв.

УДК 539.172.4

ОРГАНИЗАЦИЯ МАШИННОЙ БИБЛИОТЕКИ ОЦЕНЕННЫХ СЕЧЕНИЙ ПОРОГОВЫХ РЕАКЦИЙ БОСПОР-80 И ЕЕ ТЕСТИРОВКА ПО ИНТЕГРАЛЬНЫМ ЭКСПЕРИМЕНТАМ/В.М.Бычков, К.И.Золотарев, А.Б.Пащенко, В.И.Пляскин. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып.3(42), с.60-67.

Организована машинная библиотека оцененных сечений пороговых реакций БОСПОР-80, содержащая 142 рекомендованные функции возбуждения реакций (n,p) , (n,α) , (n,t) , $(n,2n)$ в диапазоне энергий налетающих нейтронов от порога соответствующих реакций до 20 МэВ. Оценка сечений выполнена после критического анализа экспериментальных данных и расчетов, основанных на современных моделях протекания ядерных реакций. Выполнено сравнение рекомендованных сечений, усредненных по спектру нейтронов деления, с экспериментальными данными. Оцененные сечения БОСПОР-80 записаны на магнитную ленту ЭВМ ЕС-1033 Центра по ядерным данным (г.Обнинск) и могут быть получены по запросу.

Рис.3, табл.1, список лит. - 18 назв.

УДК 539.17:621.039.538

АНАЛИЗ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ К ИЗМЕНЕНИЮ ГРУППОВЫХ КОНСТАНТ ПРИ РАСЧЕТАХ БИОЛОГИЧЕСКОЙ ЗАЩИТЫ МЕТОДОМ ВЫВЕДЕНИЯ - ДИФФУЗИИ/К.Мухай.- Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып.3(42), с.85-88.

Рассматривается влияние погрешностей групповых констант на точность вычисления показаний активационных детекторов, устанавливаемых в различных местах биологической защиты учебного реактора Будапештского технического университета. Приведен сравнительный анализ точности метода расчета и точности заданных констант. Доклад представлен на 5-й Всесоюзную конференцию по нейтронной физике (Киев, 15-19 сентября 1980 г.).

Рис.2, список лит. - 8 назв.

УДК 539.173

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ СЕЧЕНИЙ ДЕЛЯЩИХСЯ ЯДЕР В ОБЛАСТИ НЕРАЗРЕШЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ/Н.Кукмуджиева, Н.Янева. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып.3(42), с. 88-90.

Создана программа для моделирования энергетической структуры сечений на основе R-матричного формализма с учетом интерференции близлежащих уровней. Полученные значения усредненного по энергии сечения полного ^{235}Pu в интервале 100-2000 эВ сравниваются с экспериментальными данными.

Табл.1, список лит. - 6 назв.

УДК 539.17.013:621.3.083.2

ОПИСАНИЕ НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ В РАМКАХ ЭКСИТОННОЙ МОДЕЛИ/М.Качмарчик, М.Шитула. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып.3(42), с. 90-92.

Предложен метод вычисления приведенных нейтронных ширин резонансов на основе экситонной модели. Сравниваются результаты расчета с экспериментальными данными. Доклад из ПНР представлен на 5-й Всесоюзную конференцию по нейтронной физике (Киев, 15-19 сентября 1980 г.).

Рис.3, список лит. - 8 назв.

УДК 539.125.5.164.07

СТРИМЕРНЫЙ СПЕКТРОМЕТР ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ РЕШКИ РЕАКЦИИ С НЕЙТРОНАМИ/Н.Н.Михайлов, Т.М.Трошев, А.И.Трифонов и др. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып.3(42), с.93-94.

Описан стримерный спектрометр, созданный в Институте ядерных исследований и ядерной энергетики Академии наук БНР. Основой спектрометра является стримерная камера размером $30 \times 20 \times 10$ см³, наполненная газом-мишенью и помещенная в магнитном поле. Спектрометр предназначен для детектирования и фотографирования треков электронно-позитронных пар внутренней конверсии при захвате тепловых нейтронов ядрами аргона и водорода. Мишенью является газ, наполняющий камеру, что позволяет получить возможность наблюдения точки испускания пары и обеспечивает хорошие условия для угловых и энергетических измерений.

Рис.1, список лит. - 7 назв.

1 руб.

Индекс 3645

Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы, 1981, вып.3(42), 1-96