

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:

Ядерные константы

ВЫПУСК

3

990

Сборник подготовлен Физико-энергетическим институтом
и Комиссией по ядерным данным

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Главный редактор О. Д. КАЗАЧКОВСКИЙ

НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

Зам. главного редактора Б. Д. КУЗЬМИНОВ

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

КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Зам. главного редактора Ф. Е. ЧУКРЕЕВ

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

ЯДЕРНО-РЕАКТОРНЫЕ ДАННЫЕ

Зам. главного редактора М. Н. НИКОЛАЕВ

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

Ответственный секретарь В. В. ВОЗЯКОВ

© — Центральный научно-исследовательский институт
информации и технико-экономических исследований
по атомной науке и технике (ЦНИИатоминформ), 1990

МИНИСТЕРСТВО АТОМНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ И ПРОМЫШЛЕННОСТИ СССР

ЦЕНТРАЛЬНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ИНФОРМАЦИИ
И ТЕХНИКО-ЭКОНОМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

Серия: ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ
Научно-технический сборник
Выпуск 3

НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ
ЯДЕРНО-РЕАКТОРНЫЕ ДАННЫЕ

Москва

Издается с 1971 г.

1990 г.

СОДЕРЖАНИЕ

НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

- Лисин С. К., Мостовой В. И., Симонов П. Ю., Устроев Г. И.
Измерение сечений деления редкоземельного ядра самария
на спектре тепловых нейтронов реактора Ф-1.....3
- Лукьянов А. А., Кожмджиева Н., Алами М. Н., Янева Н.
Характеристическая функция задачи статистического моделирования
резонансных сечений.....7
- Игнатъев С. В., Балакшев Ю. Ф., Максютенко Б. П., Манохин В. Н., Цибуля А. М.
Ядерно-физические характеристики запаздывающих нейтронов при делении
²³⁹Pu тепловыми нейтронами.....13

Литвинский Л. Л., Ворона П. Н., Кривенко В. Г., Либман В. А., Мурзин А. В., Новоселов Г. М., Трофимова Н. А., Червонная Л. Е. Полные нейтронные сечения и резонансные параметры четных изотопов никеля $^{58,60,62,64}\text{Ni}$ в диапазоне энергии 2-8000 эВ.....	27
Макаров С. П., Пик-Пичак Г. А., Родионов Ю. Ф., Хмыза В. В., Яшин Ю. А. Сечение реакции $^{54}\text{Fe}(n, \alpha)^{51}\text{Cr}$ на тепловых нейтронах.....	39
Трофимов Ю. Н. Изотопическая зависимость сечений радиационного захвата ядер при энергии нейтронов 30 кэВ.....	44
Зеленецкий А. В., Пашенко А. Б. Оценка спектров эмиссии частиц на изотопах хрома, железа и никеля для библиотеки БРОНД.....	53
КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ	
Звонарев А. В., Колыженков В. А., Лифоров В. Г., Мантуров Г. Н., Матвеев С. В., Прошин И. М., Хомяков Ю. С., Цибуля А. М. Экспериментально-расчетные исследования отношений сечений широкого набора нуклидов в реакторе БР-1.....	67
Берендаков С. А., Говор Л. И., Демидов А. М., Михайлов И. В. Исследование смесей мультиполей для γ -переходов в реакции $^{122}\text{Te}(n, n'\gamma)$	80
Щуршиков Е. Н., Яборов Ю. Ф. Оценка величины периода полураспада спонтанного деления ^{238}U	98

УДК 539.173.4

ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЙ ДЕЛЕНИЯ РЕДКОЗЕМЕЛЬНОГО ЯДРА САМАРИЯ
НА СПЕКТРЕ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ РЕАКТОРА Ф-1

С. К. Лисин, В. И. Мостовой, П. Ю. Симонов, Г. И. Устроев

Институт атомной энергии им. И. В. Курчатова, Москва

MEASUREMENT OF NEUTRON FISSION CROSS SECTION FOR Sm ON THERMAL NEUTRON SPECTRUM OF REACTOR F-1. The search fission channel experiments of nuclei Sm were carried out. The fission cross section of Sm was measured in centre of carbon uranium pile F-1 with thermal neutron flux $\approx 0.7 \cdot 10^{10}$ n/cm² s. The fission event registration carried out semiconductors (MOP-structure). The fission channel of nuclei Sm on level ≈ 1 microbarn was not found.

Введение

Информация о стабильности атомных ядер и их возможных превращениях представляет интерес как для физики ядра, так и для практических приложений. Накопление информации в этой области происходит непрерывно. Хорошей иллюстрацией может служить исследование и обнаружение для ряда тяжелых ядер канала маловероятного распада в конкуренции с каналом α -распада [1]. Открытие нового вида радиоактивности, изучение и получение количественной информации в этом процессе позволяет углубить наше представление о динамике и структуре атомных ядер.

Настоящий эксперимент является поисковым и имеет цель: попытаться обнаружить канал деления у атомных ядер из области редких земель при возбуждении их тепловыми нейтронами. Изначальная деформированность редкоземельных ядер и нестабильность некоторых из них по отношению к α -распаду, могут служить, как нам кажется, некоторой предпосылкой к возможности их деления.

Методика эксперимента

Для поиска процесса деления ядер редкоземельных элементов мы остановились на внутриреакторном способе измерения сечения деления с использованием полупроводникового пробойного детектора [2]. Такая методика позволяет выгодно использовать сочетание двух факторов: а) интенсивного внутриреакторного потока нейтронов на образце, б) нечувствительность пробойного детектора, дающего отклик только на осколок деления, к мощному ионизирующему излучению реактора. Собственный фон пробойных детекторов достаточно низкий вследствие малого содержания делящихся примесей в материале детектора. Например, в потоке нейтронов $\varphi = 0,7 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$, соответствующего мощности реактора Ф-1 $W = 24 \text{ кВт}$, собственный фон детекторов составляет $\approx (0,1 \pm 1,0) \text{ мин}^{-1}$ для различных типов.

Оценим чувствительность метода. При количестве исследуемого образца 100 мкг ($N = 4 \cdot 10^{17}$ ядер), плотности потока нейтронов $\varphi \approx 10^{10} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$, отсутствии фона, за 1 ч измерений имеем предельную чувствительность регистрации сечения деления на уровне $\sigma = 1/N \cdot \varphi \cdot \epsilon \cdot t \approx 1/4 \cdot 10^{17} \cdot 0,7 \cdot 10^{10} \cdot 3,6 \cdot 10^4 \approx 0,1 \text{ мкбарн}$.

Конечно, не нулевой фон и большая статистическая достоверность потребуют увеличить время измерений. В принципе же, такая чувствительность достаточна, поскольку превышает уровень ожидаемого эффекта делений от примеси U-235 в исследуемом образце. Содержание изотопа ^{235}U в исследуемом образце может составлять $\approx 10^{-9} \text{ г/г}$, и его вклад в измеряемую величину сечения деления σ_f будет на уровне $\approx 0,5 \text{ мкбарн}$.

Поэтому можно рассчитывать на уверенное обнаружение деления ядер исследуемого образца, если величина его сечения деления составляет несколько единиц микробарн.

Приготовление исследуемой мишени

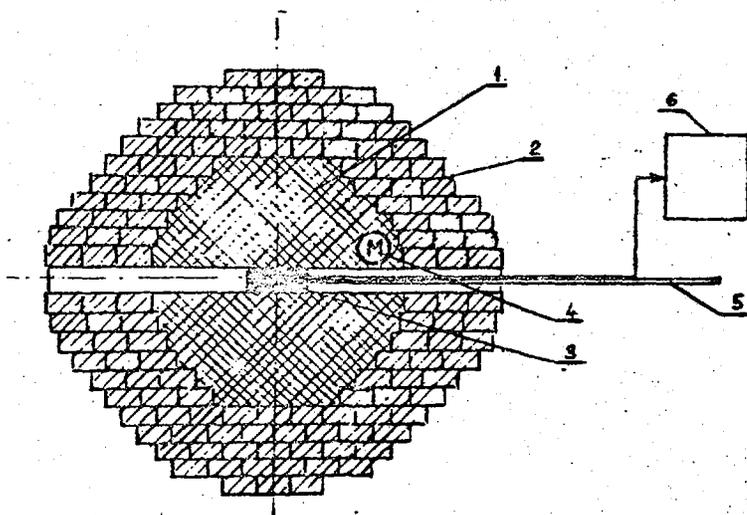
Поиск процесса деления редкоземельных элементов нейтронами мы начали с ядер самария. Образец представляет естественную смесь изотопов Sm, среди которых α -нестабильные ^{145}Sm (1,5%), ^{146}Sm (11%), ^{147}Sm (14%) составляют заметную долю $\approx 0,4$. Согласно теоретическим [3] оценкам и экспериментальным данным, ядра Sm имеют аксиально-симметричную вытянутую форму с параметром квадрупольной деформации $\epsilon_2 = 0,2 \pm 0,3$.

Изготовленный образец содержал 100 мкг Sm ($N = 4 \cdot 10^{17}$ ядер) в виде пятна $\varnothing = 5 \text{ мм}$, нанесенного на подложку из стеклографита. Стеклографит весьма чистый относительно делящихся примесей материал (содержание ^{235}U не превышает 10^{-11} г/г), что обеспечивает низкий уровень фона. Для получения

равномерного слоя толщиной $\delta \approx 0,5 \text{ мг/см}^2$, была использована методика отмучивания из органических сред. Качество мишеней, получаемых этим способом, во многом определяется дисперсностью частиц. Для получения мелкодисперсных частиц исходную окись самария растворили в азотной кислоте и из слабокислого раствора осаждали оксалат самария раствором щавелевой кислоты. Полученный мелкодисперсный осадок оксалата самария после промывки и просушки прокаливали при $T \approx 700^\circ$ в течение 10 мин. Мишень готовили на подложке из спиртовой среды аликвотной части мелкодисперсной окиси самария в тefлоновой ячейке с маской нужного диаметра.

Проведение измерений и результаты

Измерения проводились на уран-графитовом реакторе Ф-1 при мощности 24 кВт, поток тепловых нейтронов составил $0,7 \cdot 10^{10} \text{ н} \cdot \text{см}^2 \text{ сек}^{-1}$. На рисунке схематически изображено расположение аппаратуры в эксперименте.



- 1 - активная зона реактора;
- 2 - графитовый отражатель;
- 3 - камера для измерения осколков от мишени самария и мишени;
- 4 - монитор мощности реактора;
- 5 - труба откачки;
- 6 - блок регистрации

В откачиваемой до 10^{-2} мм рт.ст. камере, помещаемой в центре реактора, находятся два пробойных детектора: плоский и 2π-мозаичный. Измерения заключались в регистрации интегрального числа делений (I_f^{Sm}) от образца самария и сравнении его с интегральным числом фоновых отсчетов (I_f^Φ).

для того же детектора и подложки без Sm. Измерения велись параллельно на обоих детекторах с одним образцом и фоновой подложкой. Продолжительность серии измерений составляла 3 ч. Проведено 3 серии измерений. Определение эффективности детекторов и контроль ее стабильности осуществляли с калибровочной осколочной мишенью Cf-252 до и после каждой серии измерений. Эффективность обоих детекторов в процессе измерений оставалась постоянной и по совокупности измерений составляла для плоского детектора $\epsilon_{пл} = 0,20$, а для мозаичного 2 π -детектора $\epsilon_{2\pi} = 0,65$.

В таблице приведен интегральный счет обоих детекторов за полное время измерения $t=9$ ч.

Тип детектора	ϵ	I_f^{Sm}	I_f^{Φ}	$Q = I_f^{Sm} - I_f^{\Phi}$	$\Delta Q = \sqrt{I_f^{Sm} + I_f^{\Phi}}$
Плоский детектор	0,20	43	16	27	8
Мозаичный 2 π -детектор	0,65	1018	942	76	45

Из величин $Q = I_f^{Sm} - I_f^{\Phi}$, $\Delta Q = \sqrt{I_f^{Sm} + I_f^{\Phi}}$ определяли сечение деления образца:

$$\sigma \pm \Delta\sigma = \frac{Q \mp \Delta Q}{\varphi \cdot N \cdot \epsilon \cdot t},$$

где $\varphi = 0,7 \cdot 10^{10}$ н·см⁻²·сек⁻¹ - поток нейтронов на образце;

$N = 4 \cdot 10^{17}$ - число ядер самария в образце;

ϵ - эффективность регистрации осколков;

$t = 3,24 \cdot 10^4$ сек - время измерений.

Используя экспериментальные данные таблицы, получаем для сечений деления образца значения:

плоский детектор: $\sigma \pm \Delta\sigma = (1,38 \pm 0,44) \cdot 10^{-6}$ барн;

мозаичный детектор: $\sigma \pm \Delta\sigma = (1,29 \pm 0,76) \cdot 10^{-6}$ барн.

Полученная величина сечения деления исследованного образца, как отмечалось выше, полностью может быть обусловлена делящимися примесями (долей в образце $= 2 \cdot 10^9$ г/г изотопа ²³⁵U). Поэтому можно утверждать, что на уровне величины сечения ≈ 1 мкбарн, деление редкоземельного ядра Sm тепловыми нейтронами не наблюдается.

Список литературы

1. Rose H. J., Jons G. A. // Nature. 1984, v. 307, p. 245.
2. Смирнов А. Н. Тонкопленочные пробойные счетчики большой площади/ В кн.: Программа и тезисы XXX Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л.: Наука, 1980. С. 411.
3. Lister C. et al. // Phys. Rev. Lett. 1985, v. 55, p. 810.

Статья поступила в редакцию 11.04.90 г.

ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКАЯ ФУНКЦИЯ ЗАДАЧИ СТАТИСТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ
РЕЗОНАНСНЫХ СЕЧЕНИЙ

А. А. Лукьянов

Обнинский институт атомной энергетики, СССР

Н. Кюмджиева, М. Н. Алами, Н. Янева

Институт ядерных исследований и атомной энергии, София, НРБ

CHARACTERISTICAL FUNCTION IN THE PROBLEM OF RESONANCE CROSS SECTIONS STATISTIC MODELING. In frame of resonance reactions theory the characteristic function for statistical R-matrix elements distribution is determined. The method of averaging group functionals in unresolved resonance region has been suggested. Some different integral forms for characteristic function are presented and those mathematical properties have been studied.

Для моделирования детальной энергетической структуры нейтронных сечений в области неразрешенных резонансов нами была предложена упрощенная схема формальной теории с исключенными радиационными каналами в статистической R-матрице [1,2]. В простейшем случае одноканального рассеяния при конкуренции с многоканальным радиационным захватом (неделяющиеся ядра) соответствующая функция столкновений $S(E)$ выражается через "редуцированную" R-функцию [1-3]:

$$S = e^{-2i\varphi} \frac{1+iR}{1-iR} = e^{-2i\varphi} \left[\frac{2}{1-iR} - 1 \right], \quad (1)$$

$$\text{где } R(E) = \frac{1}{2} \sum_{\lambda} \frac{\Gamma_{n\lambda}}{E_{\lambda} - E - i\Gamma_{\gamma}/2} \quad (2)$$

с параметрами $\Gamma_{n\lambda}$ и E_{λ} удовлетворяющими известным статистическим распределениям Портера-Томаса и Вигнера [3]. Сечения в нашем случае выражаются через $R(E)$ как

$$\sigma(E) \approx 2(1 - \text{Re}S) = 4 \left[\cos^2 \varphi - \text{Re} e^{-2i\varphi} \frac{1}{1-iR(E)} \right] - \quad (3)$$

полное сечение и

$$\sigma_{\gamma}(E) \approx 1 - |S|^2 = 4 \left[\operatorname{Re} \frac{1}{1-iR(E)} - \frac{1}{|1-iR(E)|^2} \right] \quad (4)$$

сечение радиационного захвата нейтронов. Соответственно, как функции $R(E)$ могут быть выражены различные функционалы сечений - пропускания нейтронов, факторы самоэкранирования - в группах, относящихся к неразрешенной области [2].

Задача статистического моделирования детальной структуры сечения в неразрешенной области решалась в работах [1,4,5] численно методом Монте-Карло с использованием статистических выборок параметров R - матрицы как для одноканальных, так и многоканальных примеров, включая делящиеся ядра. Предлагаемый же метод аналитического расчета функционалов сечений в неразрешенной области позволяет выявить закономерности от резонансных параметров и оценить точность расчетов методом Монте-Карло средних по резонансам значений [2].

Идея метода связана с принципиальной возможностью представления некоторого функционала сечений $Q(\sigma, \sigma_{\gamma})$ как интеграла Лапласа по переменным $(1-iR)$ и $(1+iR^*)$ ((3), (4)):

$$Q \left[\frac{1}{1-iR} \frac{1}{1+iR^*} \right] = \int_0^{\infty} dt \int_0^{\infty} dt' \varphi(t, t') e^{-t(1-iR)} e^{-t'(1+iR^*)} \quad (5)$$

Так, например,

$$\frac{1}{1-iR} = \int_0^{\infty} e^{-it(1-iR)} dt, \quad \frac{1}{|1-iR|^2} = \int_0^{\infty} dt \int_0^{\infty} dt' e^{-t(1-iR)} e^{-t'(1+iR^*)} \quad (6)$$

При таком представлении среднее значение $\langle Q \rangle$, получающееся в результате усреднения Q как по энергии, так и по распределениям резонансных параметров в $R(E)$ (2), есть

$$\langle Q \rangle = \int_0^{\infty} dt \int_0^{\infty} dt' \varphi(t, t') e^{-(t+t')} F(t, t'), \quad (7)$$

где

$$F(t, t') = \langle e^{i(Rt - R^* t')} \rangle \quad (8)$$

можно рассматривать как характеристическую функцию распределения значений вещественной и мнимой частей R . В результате задача определения средних по резонансам функционалов в неразрешенной области разбивается в нашей схеме на две части: нахождение оригиналов $\varphi(t, t')$ для конкретных Q (5) и

построение общей для всех Q характеристической функции F (8). Различные интегральные представления для численных расчетов этой функции и ее асимптотическое поведение представлены ниже.

В работе [2] получено основное представление функции F в приближении эквидистантных уровней:

$$F(t, t') = F_y(p, q) = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} dx \left[\frac{\sin(x-iy)\sin(x+iy)}{\sin(x-ip)\sin(x+iq)} \right]^{-1/2}, \quad (9)$$

где $p=f+\beta$; $q=f-\beta$; $f=(\beta^2+2\gamma y+y^2)^{1/2}$; $\beta=s(t-t')$; $\gamma=s(t+t')$; $s=\pi\bar{\Gamma}_n/2D$; $y=\pi\Gamma_\gamma/2D$; найдено частное значение при $t'=0/\beta=\gamma/$ -

$$F(t, 0) = \exp(-st),$$

и определена производная

$$B = -\frac{\partial F}{\partial f} = -\left[\sqrt{\text{sh}(p+y)\text{sh}(q+y)/\text{sh}2f} \right] \theta(k^2), \quad (10)$$

где θ выражается через эллиптический интеграл 2-го рода:

$$\theta(k^2) = \frac{2}{\pi}(1+k)E\left[\frac{2\sqrt{k}}{1+k}\right] \approx 1 + \frac{k^2}{4} + \frac{k}{64}(1+0,48734k^2) \quad (11)$$

с

$$k^2 = [\text{sh}(p-y)\text{sh}(q-y)] / [\text{sh}(p+y)\text{sh}(q+y)]. \quad (12)$$

Соотношению (11) отвечает интегральное представление:

$$F = \int_f^\infty B(f') df', \quad (13)$$

которое с использованием переменной $z = f-\beta$ можно записать в виде:

$$F(z) = \int_z^\infty B(z') dz' = \int_z^\infty e^{-(z'+\beta)} M(z') dz', \quad (14)$$

где

$$M(z) = e^{z+\beta} B(z) = \left[1 - e^{-2(z+2\beta+2y)} \right]^{1/2} \left[1 - e^{-2(z+2y)} \right]^{1/2} \left[1 - e^{-4(z+\beta+y)} \right]^{-1} \theta(k^2), \quad (15)$$

$$k^2 = e^{-4y} \left[1 - e^{-2(z+2\beta)} \right] \left[1 - e^{-2z} \right] \left[1 - e^{-2(z+2\beta+2y)} \right]^{-1} \left[1 - e^{-2(z+2y)} \right]^{-1}. \quad (16)$$

При $z \gg 2$ справедливы асимптотические выражения:

$$M(z) \approx \theta(e^{-4y}), F(z) \approx e^{-(z+\beta)} \theta(e^{-4y}), \quad (17)$$

и если учесть, что при $z=0/\beta=\gamma/F(0)=e^{-\beta}$, а функция $\theta(k^2)$ заключена в пределах $[1; 4/\pi] (k^2 \leq 1)$, то очевидно, что и функция $e^{z+\beta} F(z)$ также находится в этих пределах (см. таблицу).

Заменой переменных в исходном выражении для F (9) можно получить другое альтернативное представление [2]:

$$F = \frac{2ch\beta}{\pi} \frac{p_3^2}{p_1 p_2} \int_0^{\pi/2} d\varphi \frac{(1-p_1^2 \cos^2 \varphi)^{1/2} (1-p_2^2 \cos^2 \varphi)^{1/2}}{1-p_3^2 \cos^2 \varphi}, \quad (18)$$

где $p_1^2 = (ch^2 f - z_1)^{-1}$; $p_2^2 = (ch^2 f - z_2)^{-1}$; $p_3^2 = ch^{-2} f$;

$$2z_1 = th\beta sh 2fe^\delta; \quad 2z_2 = th\beta sh 2fe^{-\delta}; \quad ch\delta = \frac{ch 2f ch 2\beta - ch 2y}{sh 2f sh 2\beta}. \quad (19)$$

Алгебраическими преобразованиями это представление (18) сводится к разности эллиптических интегралов 3-го рода $\lambda(\varphi, \alpha)$ [6]:

$$F = ch\beta \cdot \lambda(\varphi_1, \alpha) - sh\beta \cdot \lambda(\varphi_2, \alpha), \quad (20)$$

где

$$\sin \alpha = 2\sqrt{k}/(1+k);$$

$$\sin \varphi_1 = p_2/p_1 = (1-w)/(1+w);$$

$$w^2 = th \frac{z}{2} th \frac{z+2\beta}{2} th \frac{z+2\beta+2y}{2} th \frac{z+2y}{2};$$

$$\sin \varphi_2 = [(1-v)/(1+v)] \sin \varphi_1;$$

$$v^2 = [sh z sh(z+2y)] / [sh(z+2\beta) sh(z+2\beta+2y)]. \quad (21)$$

Для функции $\lambda(\varphi, \alpha)$ можно воспользоваться приближенным выражением, дающим правильные предельные значения и относительную погрешность во всем интервале изменения параметров α и φ $[0, \pi/2]$ не более 2% [6]:

$$\lambda(\varphi, \alpha) \approx \sin \varphi \cos^2 \alpha + \frac{2}{\pi} \varphi \sin^2 \alpha \quad (22)$$

(см. таблицу). Малое отличие функции $e^{z+\beta} F(z)$ от единицы и слабая зависимость её от параметра β позволяют использовать простые аналитические аппроксимации F при вычислении интегралов (7).

Функция $e^{z+\beta}F(z)$

(внизу результат приближенного расчета)

$y=0,001$

$\beta \backslash z$	0,001	0,1	0,2	1	2	10
0	1,0003	1,0343	1,0663	1,2190	1,2644	1,2720
	1,0002	1,0342	1,0662	1,2189	1,2640	
0,01	1,0008	1,0374	1,0691	1,2200	1,2646	1,2720
	1,0007	1,0373	1,0691	1,2199	1,2642	
0,1	1,0010	1,0519	1,0864	1,2270	1,2657	1,2720
	1,0010	1,0518	1,0863	1,2270	1,2655	
1	1,0010	1,0661	1,1102	1,2424	1,2682	1,2720
	1,0010	1,0660	1,1101	1,2423	1,2680	

$y=0,01$

0	1,0005	1,0298	1,0607	1,2098	1,2540	1,2614
	1,0005	1,0288	1,0598	1,2091	1,2533	
0,01	1,0007	1,0327	1,0635	1,2107	1,2541	1,2614
	1,0012	1,0318	1,0626	1,2100	1,2535	
0,1	1,0011	1,0472	1,0805	1,2176	1,2552	1,2614
	1,0021	1,0464	1,0797	1,2169	1,2543	
1	1,0012	1,0621	1,1045	1,2326	1,2576	1,2614
	1,0024	1,0615	1,1038	1,2319	1,2558	

$y=0,1$

0	1,0003	1,0115	1,0301	1,1385	1,1715	1,1769
	1,0007	1,0108	1,0245	1,1267	1,1702	
0,01	1,0004	1,0131	1,0320	1,1392	1,1716	1,1769
	1,0026	1,0118	1,0261	1,1274	1,1703	
0,1	1,0006	1,0229	1,0443	1,1444	1,1724	1,1769
	1,0055	1,0198	1,0372	1,1324	1,1709	
1	1,0008	1,0370	1,0650	1,1557	1,1741	1,1769
	1,0074	1,0339	1,0575	1,1435	1,1719	

Список литературы

1. Лукьянов А. А., Янева Н. Б. //Ядерная физика. 1985. Т. 42. С. 1376.
2. Лукьянов А. А., Высоцкий А. Г., Янева Н. Б. //Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1989. Вып. 1. С. 48.
3. Лукьянов А. А. Структура нейтронных сечений. М.: Атомиздат, 1978.
4. Коюмджиева Н., Янева Н. //Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1981. Вып. 3(42). С. 88.
5. Нефедьева Л. С., Украинцев В. Ф., Янева Н. Б. Программа моделирования нейтронных сечений в резонансной области: Препринт ОИЯИ. Б1-10-83-698. Дубна, 1983.
6. Справочник по специальным функциям/Под ред. М. Абрамовиц и И. М. Стиган. М.: Наука, 1979.

Статья поступила в редакцию 15.02.90 г.

ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ
ПРИ ДЕЛЕНИИ ^{239}Pu ТЕПЛОВЫМИ НЕЙТРОНАМИС. В. Игнатъев, Ю. Ф. Балакшев, Б. П. Максютенко, В. Н. Манохин, А. М. Цибуля

Физико-энергетический институт, г. Обнинск

NUCLEAR-PHYSICAL CHARACTERISTICS OF DELAYED NEUTRONS FOR Pu-239 THERMAL FISSION. From experimental data, obtained by two-dimensional method with a help of He-spectrometer on line with computer, different kinds of delayed neutrons spectra were reconstructed: quasi-equilibrium spectra, spectra of groups and precursors of delayed neutrons, integral spectra in different moments of time after switching of the source of neutrons inducing fission. The average energies of spectra and relative intensities of delayed neutrons for 26-group representation were obtained. The reliability of data has been verified by means of comparing with the data of other works and with the help of possibilities of two-dimensional method itself. The obtained results are recommended for using in reactor calculations.

Введение

Интерес к энергетическому распределению запаздывающих нейтронов (ЗН) практически не ослабевал с самого начала их открытия. До 1980 г. основные усилия были предприняты для изучения спектров групп и чистых предшественников ЗН, их средних энергий, а также интегральных спектров - равновесных и зависящих от времени [1]. В этих экспериментах использовались три основных метода детектирования: спектрометрия по времени пролета, по протонам отдачи и ^3He -спектрометрия. Результаты, как правило, различались, для устранения этих различий и их причин изучение энергетических характеристик ЗН продолжают и в настоящее время. Вместе с тем, намечались и приоритетные исследования. Совещания в Брукхейвене в 1983 г. [2] и в Бирмингеме в 1986 г. [3] в качестве важнейших исследований для расчетов ядерных реакторов рекомендовали изучение интегральных спектров ЗН для основных топливных элементов (^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu) как функции от времени, истекшего после выключения источника нейтронов, вызывающих деление, т.е. не только энергетических, но и временных энергетических распределений ЗН. Авторы в течение 1985-88 гг. провели цикл исследований распределений ЗН при делении ^{235}U тепловыми нейтронами [3+4, 6+8]. В настоящей работе представлена сводка основных результатов, полученных при делении ^{239}Pu тепловыми нейтронами.

Эксперимент

В основе наших исследований лежит двумерный метод измерения распределений ЗН [3,8]. Суть его - в одновременной регистрации скорости счета N ЗН в зависимости от энергии и времени. Для проведения наших экспериментов разработан ${}^3\text{He}$ -спектрометр на линии с ЭВМ для исследований распределений ЗН [10], включающий в себя: источник нейтронов, вызывающих деление, блок ${}^3\text{He}$ -счетчиков типа СММ, механизм перемещения активированного образца, систему регистрации и управления экспериментом в виде автономного измерительного места КАМАК.

Спектрометр рассчитан на проведение большого числа циклов однотипных измерений в течение нескольких месяцев непрерывной работы в автоматическом режиме on line под управлением ЭВМ. Цикл измерения заключается в следующем. Делящийся образец в виде полого цилиндра из нержавеющей стали, между стенками которого засыпан порошок PuO_2 весом ≈ 170 г, облучался в течение 300 с тепловыми нейтронами, полученными в результате замедления в полиэтилене нейтронов из ${}^9\text{Be}(d,n)$ - реакции на ускорителе КГ-2,5 ФЭИ при токе на мишени ≈ 400 μA . После облучения пучок дейтронов перекрывался цилиндром Фарадея, а образец за 2 с перемещался к блоку из трех ${}^3\text{He}$ -детекторов, окруженных свинцом. Регистрация ЗН проводилась в течение 640 с в двумерном режиме: амплитудно-временной анализатор имел 512 энергетических и 64 временных каналов. Очередной цикл измерений возобновлялся после подъема образца к мишени ускорителя для последующего облучения. Все операции были синхронизированы, циклы облучения и регистрации повторялись автоматически. В процессе облучения образца ЭВМ постоянно контролировала стабильность тока на мишени, а в процессе регистрации - стабильность работы электронной аппаратуры спектрометрического тракта.

Обработка результатов измерений и обсуждение результатов

Калибровка спектрометра и обработка экспериментальных данных проводилась по методике, изложенной в [11]. В результате найдено, что ширина энергетического канала равна 4,1 кэВ, а сами двумерные спектры лежат в диапазоне энергий от 0 до ≈ 1400 кэВ.

Источником информации о временных и энергетических распределениях ЗН является, с одной стороны, последовательность из 64 меняющихся во времени собственно спектров ЗН, с другой стороны, совокупность 512 сложных экспонент - кривых спада интенсивности ЗН при фиксированных значениях

энергии. Разложение экспонент и формирование спектров групп и предшественников брома и йода проводились по методике, изложенной в работе [8]. В качестве априорной информации использовались значения периодов полураспада $T_{1/2}$ групп ЗН при их шестигрупповом представлении, а также значения $T_{1/2}$ для предшественников брома и йода. На рис.1 представлены спектры четырех групп ЗН, пятая группа с $T_{1/2} = 0,66$ с получена с недостаточной статистической определенностью, шестую группу получить не удалось. В табл.1 представлены средние энергии \bar{E} четырех полученных групп ЗН, здесь же приведены результаты, полученные при делении ^{235}U тепловыми нейтронами.

Таблица 1

Средние энергии \bar{E} спектров четырех групп ЗН при делении ^{235}U и ^{239}Pu тепловыми нейтронами

Группа	Настоящая работа, ^{239}Pu			Работа [8], ^{235}U	
	$T_{1/2}, \text{с}$	$\bar{E}_{(0 \div 1400)}, \text{кэВ}$ *	$\bar{E}_{(0 \div 700)}, \text{кэВ}$	$T_{1/2}, \text{с}$	$\bar{E}_{(0 \div 700)}, \text{кэВ}$
1	55,45	252±38	238±36	55,6	209±40
2	22,15	436±65	349±52	22,7	370±70
3	5,42	415±62	348±52	6,2	289±100
4	2,13	491±74	386±58	2,3	349±100

* Нижние индексы обозначают энергетический диапазон в кэВ, в котором измерены спектры.

Видно, что в пределах погрешностей оба набора \bar{E} хорошо согласуются между собой. На рис. 2 и 3 представлены спектры ЗН от предшественников $^{87\div 89}\text{Br}$ и $^{137\div 139}\text{I}$, а в табл.2 - значения \bar{E} этих предшественников, которые сопоставляются в данными для ^{235}U . Наблюдается также хорошее согласие, что свидетельствует о близости \bar{E} для указанных делящихся элементов.

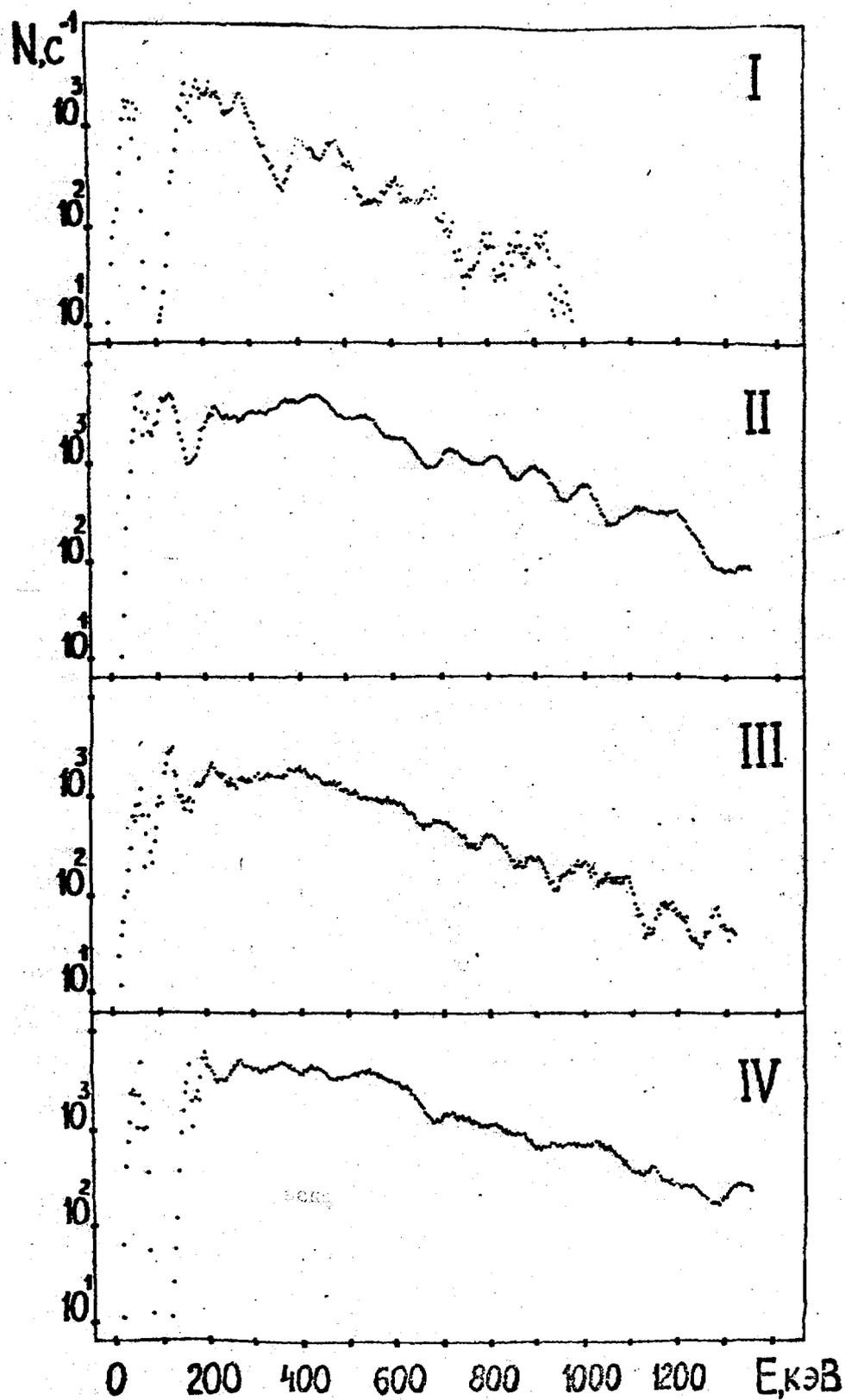


Рис. 1. Спектры четырех групп ЗН

Таблица 2

Средние энергии \bar{E} спектров ЗН от предшественников брома и йода
при делении ^{235}U и ^{239}Pu тепловыми нейтронами

Предшест- венник	Настоящая работа, ^{239}Pu			Работа [8], ^{235}U	
	$T_{1/2}, \text{c}$	$\bar{E} (0 \div 1400), \text{кэВ}$	$\bar{E} (0 \div 700), \text{кэВ}$	$T_{1/2}, \text{c}$	$\bar{E} (0 \div 700), \text{кэВ}$
^{87}Br	55,6	249±37	234±35	55,6	195
^{137}I	24,5	510±76	383±57	24,5	441
^{88}Br	16,0	364±45	324±48	16,0	268
^{138}I	6,53	352±43	307±46	6,13	294
^{89}Br	4,38	402±60	354±53	4,38	378
^{139}I	2,29	425±64	384±58	-	-

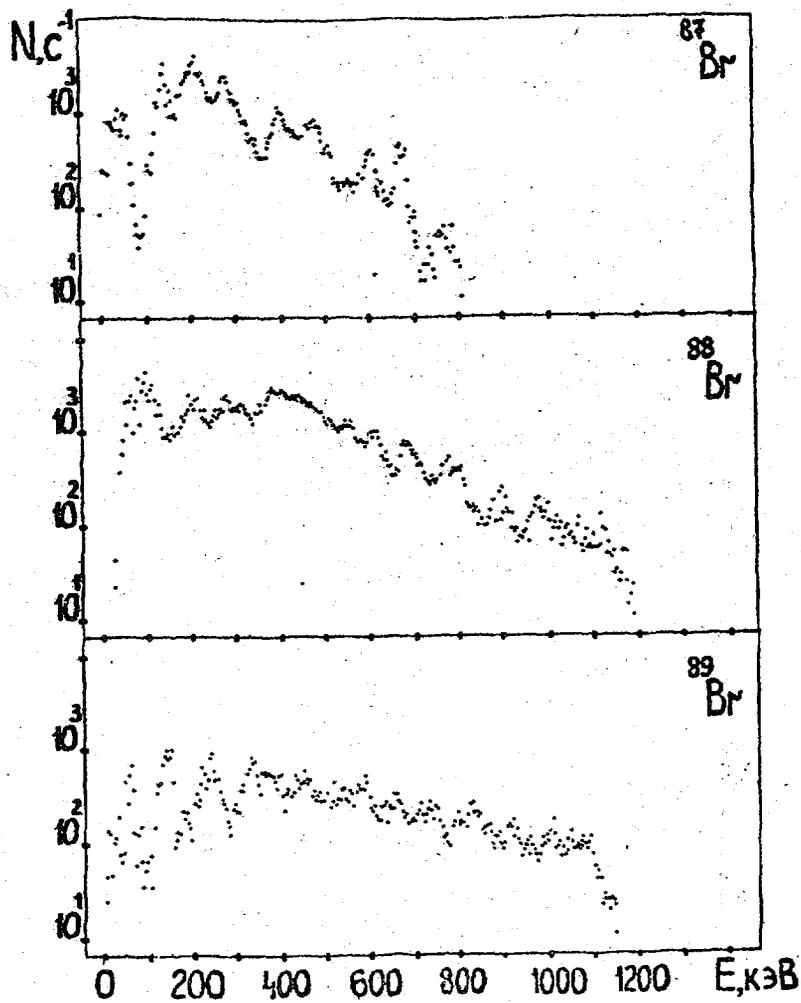


Рис. 2. Спектры ЗН от предшественников брома

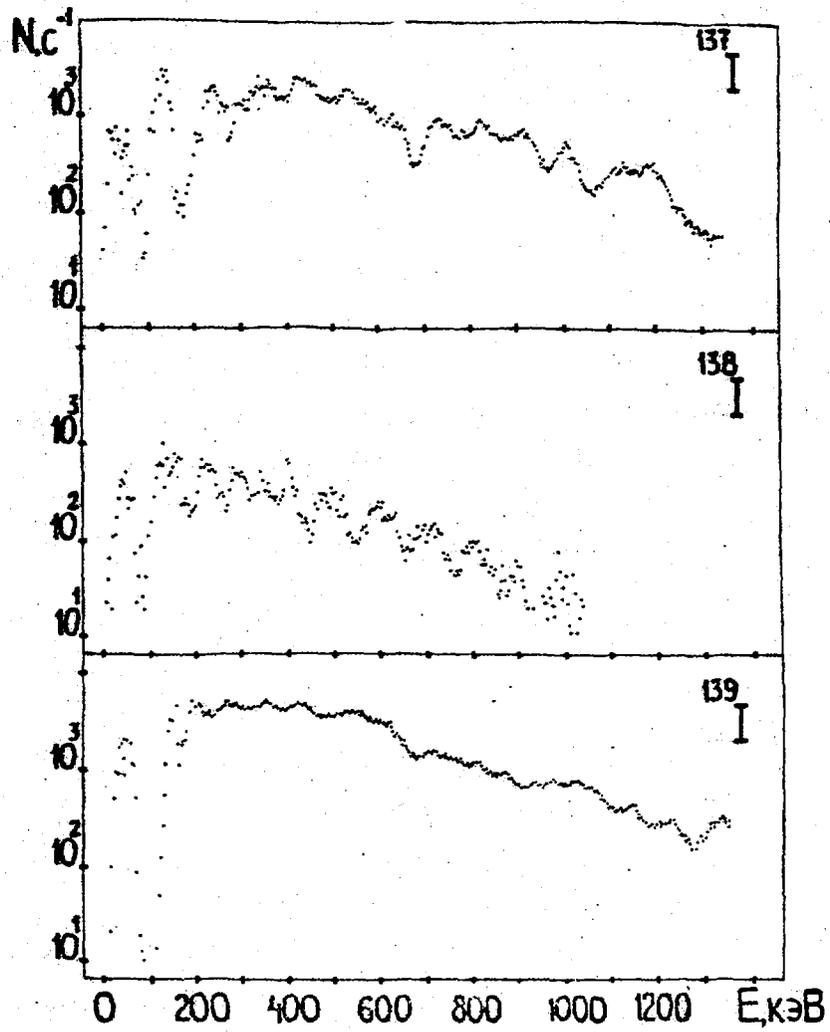


Рис. 3. Спектры ЗИ, от предшественников йода

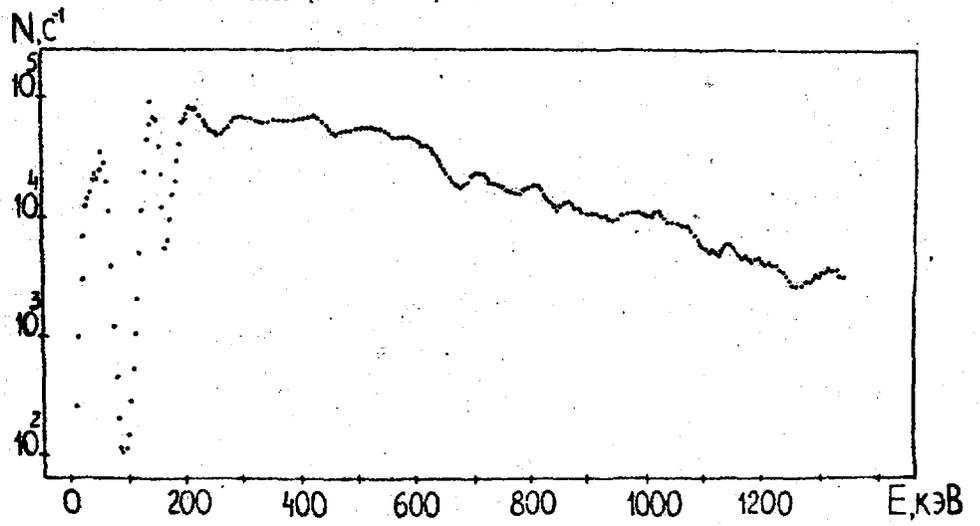


Рис. 4. Квазиравновесный спектр от ^{239}Pu

На основе полученных результатов для спектров предшественников брома и йода, используя описание кривой распада совокупностью экспонент с известными параметрами, нами рассчитан квазиравновесный спектр ЗН при делении ^{239}Pu , т.е. спектр, соответствующий двумерному спектру ЗН, измеренному за первую секунду после выключения источника нейтронов, вызывающих деление. Этот спектр представлен на рис.4. Мы не можем непосредственно сравнить полученный результат с таковым для ^{235}U , т.к. в

[6] приведены данные для квазиравновесного спектра ЗН от ^{235}U в интервале от 3 до 4 с после выключения источника нейтронов, вызывающих деление. Отметим, однако, близость обоих спектров по gross-структуре.

Как в работе [7] нами получены 48 изменяющихся во времени интегральных спектров ЗН в интервале от 2 до 322 с. На рис.5 показано изменение \bar{E} этих спектров для обоих делящихся элементов в соответствующих энергетических диапазонах. В пределах погрешностей измерений согласие удовлетворительное, хотя в целом \bar{E} для ^{239}Pu несколько выше, чем для ^{235}U . Различия наблюдаются для спектров, измеренных до ~ 35 с. В работе [12] показано, что распределение выходов ЗН в зависимости от периодов полураспада для ^{235}U и ^{239}Pu очень близки и различаются лишь в интервале 8-35 с, т.е. где основными вкладчиками являются ^{137}I и ^{88}Br . Отношение выхода ЗН от ^{137}I к ^{87}Br для ^{239}Pu примерно вдвое больше, чем для ^{235}U . С учетом этого, а также того, что из основных вкладчиков ^{137}I имеет наиболее жесткий спектр ($\bar{E}=540$ кэВ [13]), причина превышения до 35 с \bar{E} для ^{239}Pu по сравнению с ^{235}U становится понятной.

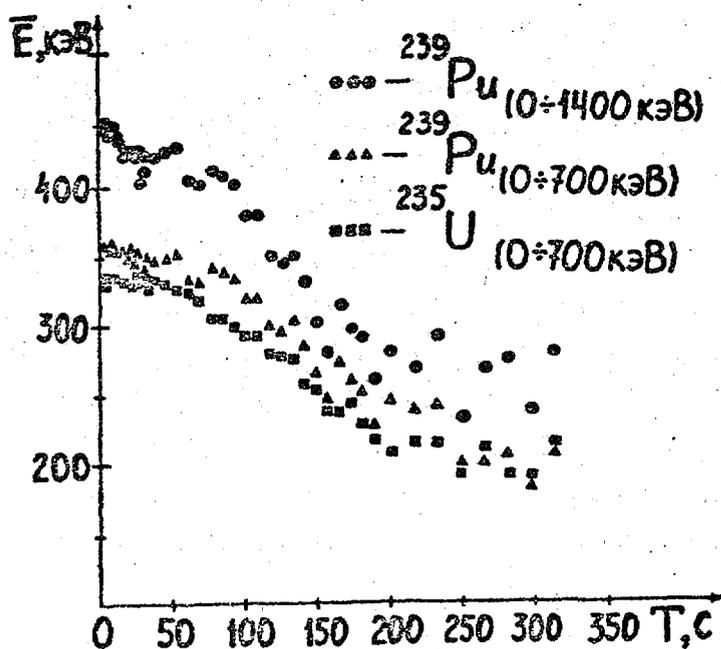


Рис.5. Изменение \bar{E} во времени

В табл. 3 представлены результаты расчета интенсивностей ЗН для четырех полученных групп. Для удобства сопоставления и использования в 26-групповом представлении нейтроны сгруппированы по энергетическим группам 5÷10 БНАБ согласно [14]. Каждый спектр отнормирован к 100 по области измерения энергии. Наши результаты сравниваются с данными работы [14].

Таблица 3

Спектры четырех групп ЗН в 26-групповом представлении БНАБ

№ группы	Относительные интенсивности ЗН в соответствующих группах БНАБ						Нормировочный множитель
	5	6	7	8	9	10	
1 Наст. раб. Раб. [14]	2.1	13.6	32.9	24.3	18.4	8.6	1273.6
	0.61	15.11	34.67	40.77	8.84	-	
2 Наст. раб. Раб. [14]	9.5	36.3	32.5	12.5	7.5	1.7	5163.6
	15.65	41.46	29.84	11.4	1.2	-	
3 Наст. раб. Раб. [14]	5.3	33.9	35.5	16.1	3.9	5.3	2171.6
	7.86	34.71	32.52	19.3	4.53	-	
4 Наст. раб. Раб. [14]	8.2	39.5	30.3	12.2	5.5	4.3	5834.2
	10.67	33.32	30.93	19.59	4.36	-	

Спектры из работы [14] рассчитаны на основе данных ЗН (выходы предшественников в делении, вероятности испускания ЗН P_n и т.д.), опубликованных до 1977 г. Эти данные с тех пор неоднократно пересматривались. В основе наших расчетов лежат только данные для $T_{1/2}$, взятые из работы [13].

В табл. 4 приведены аналогичные результаты для предшественников брома и йода. Соответствующих результатов для сравнения с нашими в литературе нет. Поэтому отметим лишь совпадение результатов для ^{87}Br с данными для 1-й группы из табл. 3. Кроме того, если просуммировать интенсивности ЗН для ^{88}Br и ^{137}I , являющихся основными вкладчиками во 2-ю группу ЗН, и разделить сумму на 2 (с учетом нормировки на 100), то результаты также хорошо согласуются с данными для второй группы из табл. 3.

Спектры предшественников брома и йода
в 26-групповом представлении БНАБ

Предшественник	Относительные интенсивности ЗН в соответствующих группах БНАБ						Нормировочный множитель
	5	6	7	8	9	10	
⁸⁷ Br	1.3	12.2	33.1	24.6	21.4	7.7	1162.4
¹³⁷ I	16.1	40.6	29.1	9.6	2.3	1.3	3592.9
⁸⁸ Br	4.3	30.0	33.2	17.4	12.8	2.2	2657.9
¹³⁸ I	5.2	26.5	28.5	22.1	13.0	4.6	922.5
⁸⁹ Br	10.2	37.6	32.7	13.0	4.6	0.9	1174.3
¹³⁹ I	10.4	39.6	36.3	10.4	2.3	1.0	6223.8

В настоящее время, как отмечено в работе [15], в расчетах кинетики, ядерных реакторов в основном используются данные о характеристиках ЗН, полученных из макроскопических экспериментов. Между тем, совещание в Бирмингеме (1986) [3] рекомендовало: получить спектрометрические данные по ЗН для расчетов реакторов как из макроскопического суммирования результатов для отдельных предшественников, так и из анализа интегральных спектров от всех предшественников ЗН. В соответствии с этим, нами рассчитаны интенсивности ЗН в 26-групповом представлении для 48 изменяющихся во времени интегральных спектров ЗН в интервале от 2 до 322 с, эти данные представлены в табл. 5. Для удобства анализа здесь же приведены временные интервалы и средние энергии спектров. Каждый спектр нормирован к 100 по области измерения энергии.

Таблица 5

Интегральные спектры ЗН в различные моменты времени
в 26- групповом представлении БНАБ

№ интегрального спектра	Интервал времени, с	E, кэВ	Относительные интенсивности ЗН для соответствующей энергетической группы БНАБ						Нормировочный множитель
			5	6	7	8	9	10	
1	2-3	475,3	11,5	36,7	30,5	8,8	1,3	11,2	1248,5
2	3-4	472,6	9,9	36,1	31,2	8,1	1,7	13,1	1123,7
3	4-5	469,7	9,8	35,9	30,9	9,5	1,4	12,5	893,1
4	5-6	467,1	9,8	35,9	31,1	9,2	1,47	12,6	713,4
5	6-7	463,6	9,6	35,8	31,3	9,6	1,6	12,1	580,7
6	7-8	457,4	9,4	35,3	31,1	11,1	1,42	11,5	484,3
7	8-9	457,3	9,4	35,6	32,1	10,4	1,0	11,59	403,2
8	9-10	455,5	9,3	35,7	32,0	10,6	1,1	11,3	340,8
9	10-12	443,9	9,5	36,6	32,3	13,5	2,4	5,8	544,9
10	12-14	437,1	8,7	33,9	30,5	11,8	3,9	11,2	464,4
11	14-16	433,8	8,6	34,4	30,1	13,2	3,2	10,5	385,9
12	16-18	430,1	8,5	34,4	31,1	12,0	3,9	10,0	330,9
13	18-20	424,7	8,3	33,9	30,7	11,8	5,7	9,6	295,2
14	20-22	426,7	8,4	34,6	31,1	11,7	4,9	9,4	262,1
15	22-24	433,4	8,5	35,2	32,7	12,5	1,5	9,5	233,7
16	24-26	420,6	8,2	34,1	30,7	13,7	4,4	9,0	221,7
17	26-28	428,9	8,4	34,9	32,2	12,0	3,2	9,2	198,8
18	28-30	402,5	7,7	32,3	30,3	14,0	7,4	8,4	199,9
19	30-32	411,3	7,9	33,3	32,2	13,5	4,5	8,5	180,3
20	32-34	422,3	8,1	34,6	31,8	12,2	4,5	8,8	161,3
21	34-42	421,8	9,0	36,1	34,1	14,5	3,7	2,5	520,3
22	42-50	425,3	8,3	33,2	31,7	13,7	2,3	10,8	430,9
23	50-58	429,0	8,4	33,7	32,9	13,1	1,0	11,0	330,6
24	58-66	404,8	7,7	31,5	31,7	13,3	5,8	10,0	279,3
25	66-74	400,9	7,6	31,1	31,8	14,9	5,1	9,6	224,8
26	74-82	412,7	7,6	32,2	34,8	14,1	0,7	10,7	169,9
27	82-90	408,6	7,6	32,1	35,2	10,7	2,5	11,9	135,0
28	90-98	400,8	7,2	31,0	36,0	14,2	0,7	10,9	112,0
29	98-106	379,0	6,3	29,2	35,1	16,5	4,5	8,4	93,7
30	106-114	379,8	6,0	30,0	33,9	17,0	5,1	7,9	78,4
31	114-122	350,0	5,2	26,1	35,0	21,1	5,9	6,7	72,4
32	122-130	346,0	4,9	26,8	39,3	9,3	5,9	13,8	56,3
33	130-138	350,4	4,5	26,4	39,8	16,0	6,2	70	46,9
34	138-146	330,5	4,3	25,4	36,3	13,6	7,7	12,7	39,3
35	146-154	301,3	3,3	21,3	33,0	24,3	14,1	3,9	43,7
36	154-162	281,1	2,9	18,7	36,3	22,4	13,5	6,2	40,4
37	162-170	315,1	3,3	21,0	46,2	12,4	13,0	4,2	29,0
38	170-178	279,5	2,8	20,3	30,7	29,1	10,9	6,1	26,5
39	178-186	290,7	3,0	18,3	36,6	19,3	16,1	6,7	24,0
40	186-194	260,4	2,4	15,3	29,8	29,9	17,6	4,9	27,8
41	194-210	280,9	2,4	19,5	34,9	16,3	17,2	9,6	31,3
42	210-226	269,6	2,7	15,1	37,4	27,6	14,3	2,8	32,6
43	226-242	293,1	4,0	18,6	35,3	15,6	19,9	6,6	21,6
44	242-258	231,9	2,6	11,1	30,6	30,8	14,8	10,0	28,9
45	258-274	267,6	5,1	13,5	25,1	23,3	28,1	4,9	17,3
46	274-290	274,4	5,2	11,1	26,3	25,1	26,6	5,7	17,2
47	290-306	236,9	3,7	9,0	24,5	27,0	25,7	10,1	19,6
48	306-322	255,5	2,3	11,7	26,0	26,8	25,9	7,4	31,1

Данные табл.5 позволяют более тонко проанализировать изменение интенсивностей ЗН во времени по сравнению с данными работы [7]. Видно, что до ≈ 34 с интенсивности ЗН и средняя энергия спектров меняются слабо. Вместе с тем, превалирующей является 6-я энергетическая группа БНАБ, основной вклад в которую дает ^{137}I . Далее следует переходная область до ≈ 74 с, где вклад 6-й группы уравнивается вкладом 7-й группы, а средняя энергия меняется с 422,3 до 400,9 кэВ. Начиная с этого времени, вклад даже такого сильного предшественника, как ^{88}Br ($\bar{E}=364\pm 45$ кэВ, $T_{1/2}=16.0$ с), становится очень малым, не говоря уже об остальных предшественниках с меньшими значениями $T_{1/2}$. Следующий интервал с ≈ 74 с до ≈ 194 с характеризуются тем, что все более возрастает вклад 8-й группы, хотя 7-ая группа продолжает доминировать. Примерно к ≈ 194 с вклад ^{137}I в интегральный спектр составляет не более $\approx 4\%$, а преобладающим ($\approx 96\%$) становится вклад от предшественника ^{87}Br . Начиная с этого времени, добавка к суммарному спектру от всех других предшественников пренебрежимо мала. Поэтому как спектр ЗН, так и его средняя энергия для последних восьми временных интервалов практически не меняются, т.к. этот спектр обусловлен только предшественником ^{87}Br .

Проверка надежности полученных результатов

В настоящее время измерены непосредственно спектры 34 из ≈ 270 установленных предшественников ЗН [16]. Эти 34 измеренных спектра дают вклад от 67% и выше (в зависимости от делящегося ядра) в суммарный спектр от всех предшественников. Например, для деления ^{235}U тепловыми нейтронами этот вклад составляет $\approx 84\%$. Однако, первая трудность связана с тем, что из 34 только 4 спектра измерены во всем допустимом диапазоне энергий ЗН, т.е. от 0 до $\approx 3,5$ МэВ [17]. Вторая трудность связана с тем, что спектры, измеренные разными авторами и разными методами, сильно различаются. В связи с этим задача повышения надежности и точности определения закономерностей изменения характеристик продуктов деления (особенно короткоживущих) вообще, и ЗН, в частности, остается весьма актуальной.

Как было показано ранее в работе [3], двумерный метод позволяет получать характеристики ЗН независимо от знания выходов продуктов деления и вероятностей испускания ими ЗН P_n . С другой стороны, имеется несколько способов проверки правильности полученных результатов в рамках самого метода. Эти два обстоятельства, безусловно, повышают достоверность получаемой информации. Тем не менее это не избавляет нас от необходимости и "внешней" проверки результатов.

На рис.6 представлен спектр 2-й группы ЗН при делении ^{239}Pu тепловыми нейтронами, взятый из работы [13].

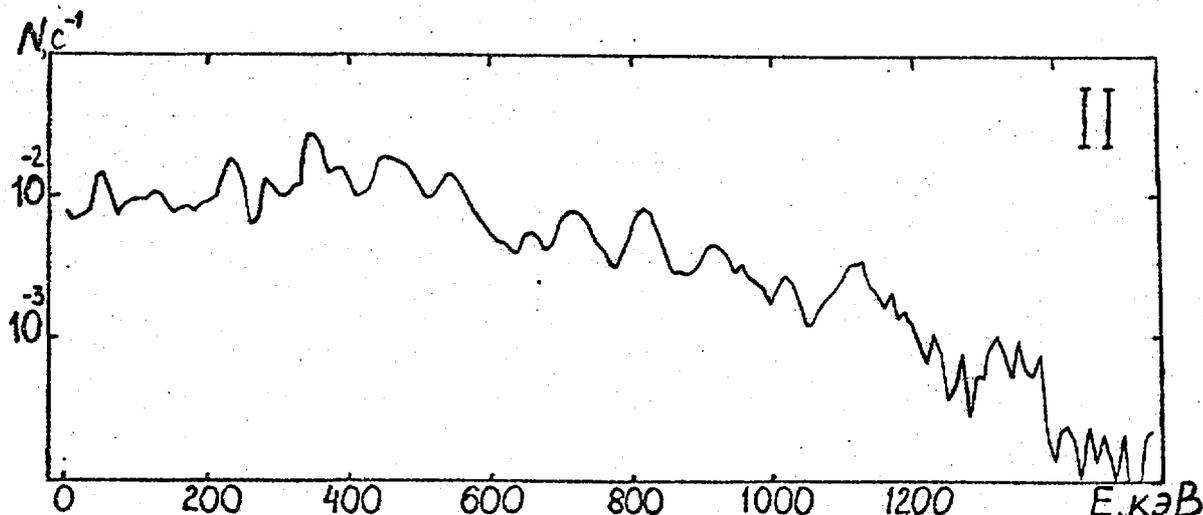


Рис.6. Спектр 2 группы ЗН при делении ^{239}Pu

Сравнение его с спектром 2-й группы, полученным нами (рис.1), показывает хорошее согласие обоих спектров по gross-структуре. В настоящее время у нас имеются численные данные для ЗН от 29 предшественников (в том числе от $^{87-89}\text{Br}$ и $^{137-139}\text{I}$), измеренные Г.Рудстамом в Студсвикской лаборатории нейтронной физики, Уппсальский университет, Швеция. Сравнение этих данных с данными рис.2 и 3 позволяют сделать вывод, что для большинства спектров gross-структура совпадает.

В табл.6 представлены относительные выходы ЗН, полученные из спектров групп путем суммирования по всей области изменения энергии, здесь же приведены выходы ЗН из работ [17] и [18]. Сравнение наших результатов с результатами указанных работ неслучайно, т.к. данные из работы [18] являются одним из самых первых экспериментальных данных, полученных из анализа сложных кривых спада интенсивности ЗН.

Таблица 6

Относительные выходы ЗН и постоянные распада λ_i при делении ^{239}Pu тепловыми нейтронами

Группа	Настоящая работа		Работа [17]		Работа [18]	
	λ_i, c^{-1}	отн. вых.	λ_i, c^{-1}	отн. вых.	λ_i, c^{-1}	отн. вых.
1	0.0125	1.0	0.0133	1.0	0.0127	1.0
2	0.0313	9.58	0.0301	8.57	0.0317	7.33
3	0.128	3.74	0.1135	5.97	0.115	5.66
4	0.326	11.84	0.2953	10.72	0.311	8.58
5	1.05	-	0.8537	4.84	1.40	2.71
6	2.21	-	2.6224	1.56	3.87	0.92

В работе [17] за основу взята база данных о характеристиках ЗН для 270 продуктов деления, являющихся предшественниками ЗН. В результате рассчитаны предназначенные для библиотеки ENDF/B-VI групповые константы ЗН для 43 делящихся элементов, от ^{227}Th до ^{225}Fr .

Как видно из табл.Б, наши результаты в целом удовлетворительно согласуются со сравниваемыми.

Заключение

В работе [9] приведены данные экспериментального исследования интегральных спектров ЗН при делении ^{235}U и ^{239}Pu тепловыми нейтронами в восьми временных интервалах от 0,17 с до 85,6 с. Структуры спектров и их средние энергии для обоих элементов очень близки. Наши данные, охватывающие более широкий временной диапазон от 2 до 322 с, а также результаты, полученные для спектров четырех групп и шести предшественников ЗН, полностью подтверждают этот факт. Это обстоятельство позволяет сделать вывод о возможности использования в реакторных расчетах одного и того же базового набора интегральных временных спектров ЗН для основных топливных элементов, как рекомендовалось ранее в работе [5].

Полученные в данной работе ядерно-физические характеристики ЗН хорошо согласуются в рамках двумерного метода измерения временных и энергетических распределений ЗН. Кроме того, наши данные хорошо согласуются с данными других работ. Это свидетельствует о достоверности и надежности полученных результатов, и поэтому они могут быть рекомендованы для их использования в расчетах кинетики ядерных реакторов.

Список литературы

1. Proc. IAEA Consultants Meeting on Delayed Neutron Properties/Vienna. NEANDS(NDS)-107/G+Special. 1979.
2. Proc. NEANDC Specialists Meeting on Yields and Decay Data of Fission Product/ Brookhaven. BNL-51778. 1983
3. Maksyutenko B.P., Balakshev Yu.F., Ignatyev S.V.-In: Proc. Specialists Meeting on Delayed Neutron Properties. Birmingham, 1986, p.309.
4. Maksyutenko B.P., Balakshev Yu.F., Ignatyev S.V. //Radiation Effects. 1986. V.93. No 1-4. P.141.
5. Kratz K.L., Cabelman H. Ibid. 1986. V.93. No 1-4. P.325.

6. Максютенко Б.П., Балакшев Ю.Ф., Игнатъев С.В.
Квазиравновесный спектр запаздывающих нейтронов ²³⁵U:
Препринт ФЭИ-1775, Обнинск, 1986.
7. Максютенко Б.П., Балакшев Ю.Ф., Игнатъев С.В. //Атомная энергия.
1988. Т.64. Вып.6. С.428.
8. Maksyutenko B.P., Balakshev Yu.F., Ignatyev S.V. /Proc. Int. Conf. on
Nuclear Data for Science and Technology. Mito: JAERI, 1988.
9. Schier W.A., Pullen D.J., Couchel G.P. - Ibid., p.853.
10. Максютенко Б.П., Балакшев Ю.Ф., Игнатъев С.В. и др. //ПТЭ.1989. №6.
С.52.
11. Игнатъев С.В., Минко Ю.В.: Программное обеспечение системы
регистрации, обработки и анализа временных и энергетических
распределений запаздывающих нейтронов: Препринт ФЭИ-2004,
Обнинск, 1989.
12. Максютенко Б.П., Тараско М.З. К вопросу о контроле делящихся материалов
по запаздывающим дейтронам :Препринт ФЭИ-370, Обнинск, 1972.
13. Rudstam G. //Nucl.Science and Engineering. 1982. V.80. P.238.
14. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Николаев М.Н., Цибуля А.М. Групповые
константы для расчетов реакторов и защиты. М.: Энергоиздат, 1981.
15. Маневич Л.Г., Немировский П.Э., Юдкевич М.С. //Вопросы атомной науки
и техники. Сер. Ядерные константы. 1988. Вып.1. С.3.
16. Brady M.C. PhD Dissertation, Texas A&M University, 1988.
17. Brady M.C., England T.R. //Nucl.Sci. and Eng. 1989. V.103. P.129.
808.
18. Кипин Д.П. Физические основы кинетики ядерных реакторов. М.:Атомиздат,
1967.

Статья поступила в редакцию 10.04.90 г.

ПОЛНЫЕ НЕЙТРОННЫЕ СЕЧЕНИЯ И РЕЗОНАНСНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ЧЕТНЫХ ИЗОТОПОВ
НИКЕЛЯ $^{58,60,62,64}\text{Ni}$ В ДИАПАЗОНЕ ЭНЕРГИЙ 2÷8000 эВ

Л. Л. Литвинский, П. Н. Ворона, В. Г. Кривенко, В. А. Либман, А. В. Мурзин,
Г. М. Новоселов, Н. А. Трофимова, О. Л. Червонная

Институт ядерных исследований АН УССР, г. Киев

TOTAL NEUTRON CROSS-SECTION AND RESONANT PARAMETERS FOR EVEN ISOTOPES OF NICKEL $^{58,60,62,64}\text{Ni}$ at 2÷8000 eV ENERGY REGION. $^{58,60,62,64}\text{Ni}$ total cross-sections were measured at the 2-8000 eV energy region by time-of-flight method at the WWR-M atomic reactor of INR of UkSSR AS. Potential scattering radii and negative and nearest positive resonance parameters were determined.

Нейтронные микроконстанты изотопов никеля, являющегося важным конструкционным материалом, представляют интерес для ряда прикладных нейтронно-физических задач, таких, как расчеты атомных реакторов на медленных и быстрых нейтронах, разработка термоядерных реакторов, анализ данных ядерной геофизики и т. д. В ряде случаев особый интерес представляют данные о нейтронных сечениях изотопов никеля в диапазоне энергий до нескольких десятков килоэлектронвольт.

В последние годы в большинстве файлов нейтронных данных (ENDF, JENDL, БНАБ и др.) была проведена переоценка нейтронных сечений для изотопов никеля. Вместе с тем, надежная экспериментальная информация о полных нейтронных сечениях σ_t этих ядер в диапазоне энергий $E < 10$ кэВ практически отсутствует [1].

Наряду с важностью экспериментальных данных для решения прикладных задач, информация о σ_t для ядер с $A \approx 60$ представляет интерес с точки зрения систематики нейтронных резонансов и выбора формализма параметризации нейтронных сечений в области изолированных резонансов. Например, до сих пор остается открытым вопрос о применимости простейших многоуровневых формул [2] для описания нейтронных сечений в области минимумов.

Надежные экспериментальные данные о полных нейтронных сечениях атомных ядер с $A \approx 60$ в диапазоне энергий до нескольких десятков килоэлектронвольт необходимы также для разработки интерференционных нейтронных фильтров на основе стабильных изотопов [3].

В связи с этим на нейтронном пучке атомного реактора ВВР-М Института ядерных исследований АН УССР с помощью механического селектора методом времени пролета были измерены полные нейтронные сечения четных изотопов никеля $^{58,60,62,64}\text{Ni}$ в диапазоне энергий нейтронов $E=2\div 8000$ эВ. Из анализа полученных данных определены радиусы потенциального рассеяния R_0 парциальной s -нейтронной волны, локальные значения средних радиационных ширин $\bar{\Gamma}_\gamma$, энергии E_λ и нейтронные ширины $\bar{\Gamma}_n$ отрицательных и ближайших положительных резонансов для изотопов никеля $^{58,60,62,64}\text{Ni}$.

Экспериментальная методика

Полные нейтронные сечения σ_t определялись методом пропускания. Измерения проводились на нейтронном спектрометре, расположенном на горизонтальном канале реактора ВВР-М ИЯИ АН УССР. Длительность нейтронного импульса, формируемого механическим прерывателем, составляла 5 мкс. Измерения проводились на пролетной базе ≈ 70 м. Нейтроны регистрировались с помощью батареи ^3He -счетчиков. Описание экспериментальной методики и электронного тракта приведены в [4,5].

Для уменьшения гамма-фона, и фона связанного с многократным рассеянием быстрых нейтронов, на пути нейтронного пучка непосредственно за механическим селектором устанавливался фильтр из металлического никеля-60 толщиной ≈ 25 г/см². Пропускание гамма-квантов со средней энергией 2-3 МэВ фильтром составляло $T_\gamma \approx 0,3$, пропускание нейтронов с энергией $E > 10$ кэВ - $T_n \approx 0,1$. В области первого интерференционного минимума никеля-60 ($E=1\div 8000$ эВ) пропускание нейтронов составляло $T_n \approx 0,8$. Использование фильтра из никеля-60 позволило существенно уменьшить поправки на фон, коррелирующий с нейтронным пучком (фон, связанный с многократным рассеянием нейтронов на конструктивных элементах, окружающих детектор).

Для измерения сечений использовались металлические образцы с высокой степенью обогащения по исследуемому изотопу (92-99%). Характеристики образцов приведены в табл.1. Поправки на примеси четных изотопов никеля рассчитывались методом последовательных приближений на основании экспериментальных данных, полученных в настоящей работе. Для нечетного изотопа никель-61 использовались данные библиотеки оцененных сечений JENDL-2 [6].

Параметризация нейтронных сечений

В рассматриваемом диапазоне энергий $E=2\div 8000$ эВ величина доплеровского уширения резонансов Δ для изотопов никеля составляет:

$$\Delta = 2 \sqrt{\frac{2k_E \cdot \Gamma^0 E}{A+1}} \leq 2 \text{ эВ}, \quad (1)$$

т.к. ширины s -резонансов четных изотопов никеля имеют величину $\Gamma \approx 1 \text{ кэВ} \gg \Delta$, а вклад p -резонансов в рассматриваемом диапазоне энергий незначителен, доплеровское уширение при анализе экспериментальных данных не учитывалось.

Таблица 1
Характеристики образцов $^{58,60,62,64}\text{Ni}$

Изотоп	№ образца	Толщина г/см ²	Изотопный состав, %				
			^{58}Ni	^{60}Ni	^{61}Ni	^{62}Ni	^{64}Ni
^{58}Ni	1	8,22(1)	99,75(12)	0,16(1)	0,010(1)	0,040(5)	0,04(5)
^{60}Ni	1	157,9(2)	0,67(6)	99,22(10)	0,060(6)	0,040(4)	0,010(1)
	2	93,1(1)	0,76(7)	99,13(10)	0,060(6)	0,040(4)	0,010(1)
	3	51,71(5)	1,19(12)	98,69(10)	0,070(7)	0,040(4)	0,010(1)
^{62}Ni	1	4,351(4)	0,62(6)	1,01(10)	0,26(3)	98,04(10)	0,070(7)
^{62}Ni	2	0,4251(4)	-	-	-	-	-
^{64}Ni	1	3,769(4)	4,14(42)	2,49(25)	0,22(3)	1,25(13)	91,9(1)

Для параметризации экспериментальных данных использовалось представление полных нейтронных сечений через элементы матрицы столкновений $S_{nn}^{J\pi}$:

$$\sigma_t(E) = \frac{2\pi}{k^2} \sum_{J\pi} g(J) \sum_{s1} \left[1 - \text{Re} S_{nn}^{J\pi} \right], \quad (2)$$

где J и π - полный момент и четность составной системы; S - спин канала; l - орбитальный момент нейтрона; $g(J) = (2J+1)/2(2I+1)$ - спиновый статистический фактор.

Диагональные элементы матрицы столкновений $S_{nn}^{J\pi}$ определялись в многоуровневом R -матричном приближении [2] через элементы R -матрицы $R^{J\pi}$ и фазы потенциального рассеяния φ_1 :

$$S_{nn}^{J\pi} = e^{-2i\varphi_1} \frac{1+iR^{J\pi}}{1-iR^{J\pi}}. \quad (3)$$

Элементы $R^{J\pi}$ определялись, как:

$$R^{J\pi}(E) = \frac{1}{2} \sum_{\lambda(J\pi)} \frac{\Gamma_{n\lambda}}{E_{\lambda} - E - i\bar{\Gamma}_{\gamma}/2}, \quad (4)$$

где E_{λ} и $\Gamma_{n\lambda}$ - энергия и нейтронная ширина λ - того резонанса, $\bar{\Gamma}_{\gamma}$ - средняя радиационная ширина резонансов в рассматриваемом интервале. Энергетическая зависимость нейтронных ширин учитывалась, исходя из соотношения:

$$\Gamma_{n\lambda} = \sqrt{E} \cdot v_1 \cdot \Gamma_{n\lambda}^0, \quad (5)$$

где $\Gamma_{n\lambda}^0$ - независящая от энергии приведенная нейтронная ширина, v_1 - оптический фактор проницаемости.

Фазы потенциального рассеяния для s - и p -парциальных нейтронных волн определялись, как:

$$\begin{aligned} \varphi_0 &= ka - \arctg ka R_0^{\infty}; \\ \varphi_1 &= ka - \arctg ka - \arctg \frac{(ka)^3 R_1^{\infty}}{1 + (ka)^2 + R_1^{\infty}}, \end{aligned} \quad (6)$$

где $a = 1,35 \cdot A^{1/3}$ [Ферми]; R_0^{∞} и R_1^{∞} - параметры потенциального рассеяния s - и p -волн. Величина R_0^{∞} определялась через радиус потенциального рассеяния R' как:

$$R_0^{\infty} = 1 - \frac{R'}{a}. \quad (7)$$

Выражения вида (2)-(7) использовались для параметризации экспериментальных данных о полных нейтронных сечениях методом наименьших квадратов при различных наборах варьируемых параметров R' , $\bar{\Gamma}_{\gamma}$, E_{λ} , $\Gamma_{n\lambda}$.

Результаты и их обсуждение

а) Никель-58.

Результаты измерения полного нейтронного сечения σ_t никеля-58 в диапазоне энергий 2÷8000 эВ представлены на рис.1 Там же приведены результаты одной из наиболее поздних оценок σ_t JENDL-2 [6] (пунктирная кривая). Полученные в настоящей работе значения σ_t в диапазоне энергий $E=2÷1000$ эВ систематически на $\approx 5\%$ ниже данных [6]. В интервале $E=1000÷5000$ эВ результаты настоящей работы в пределах погрешностей согласуются с данными [6]. В диапазоне $E=5000÷8000$ эВ наши результаты выше данных [6] на 10÷30%.

При анализе экспериментальных данных для никеля-58 учитывался вклад двух отрицательных и 22 положительных нейтронных резонансов (до $E=63$ кэВ учитывались все известные s - и p -резонансы, в диапазоне $63 < E < 205$ кэВ учитывался вклад только s -резонансов). Для неварьируемых резонансных параметров использовались оцененные значения из [6]. Анализ показал слабую чувствительность данных к значениям средней радиационной ширины $\bar{\Gamma}_\gamma$ и к параметрам ближайшего положительного s -резонанса, находящегося за пределами анализируемого энергетического диапазона $E=2+8000$ эВ.

Основными параметрами, определяемыми с достаточно хорошей точностью из полученных экспериментальных значений σ_t никеля-58 являются радиус потенциального рассеяния R' и нейтронные ширины отрицательных резонансов Γ_{n-1} , Γ_{n-2} (см. табл.2). Результат аппроксимации экспериментальных данных представлен на рис.1 сплошной кривой.

Таблица 2

Результаты анализа σ_t никеля-58

R' , ферми	Γ_{n-1} , кэВ ($E_{-1} = -5,50$ кэВ [6])	Γ_{n-2} , кэВ ($E_{-2} = -28,8$ кэВ [6])	Ссылка
$8,7 \pm 1,2$	$0,585 \pm 0,075$	$7,0 \pm 2,0$	настоящая работа
8,087	1,06	7,87	JENDL-2 [6]
$8,0 \pm 0,5$	-	$15,5 \pm 0,8$	BNL-325 [7]

Полученное значение R' в пределах погрешностей хорошо согласуется с результатами оценок [6,7]. Наше значение Γ_{n-2} согласуется с более поздней из оценок [6]. Полученное в настоящей работе значение Γ_{n-1} примерно вдвое меньше результата [6]. Так как до настоящей работы практически отсутствовали надежные экспериментальные данные о σ_t никеля-58 в диапазоне $E < 8000$ эВ, наиболее чувствительном к вкладу отрицательных резонансов, то полученные нами величины Γ_{n-1} , Γ_{n-2} являются, по-видимому, наиболее достоверными.

В атласе BNL-325 [7] информация об отрицательном резонансе с $E_{-1} = -5,5$ кэВ отсутствует. Согласно данным библиотеки JENDL-2 [6], этот резонанс имеет достаточно большую нейтронную ширину $\Gamma_{n-1} = 1,06$ кэВ. В связи с этим возник вопрос о целесообразности учета вклада двух отрицательных резонансов при аппроксимации экспериментальных данных о σ_t . Анализ данных показал, что введение одного "эффективного" отрицательного резонанса вместо двух не ухудшает аппроксимацию экспериментальных данных. Однако при этом

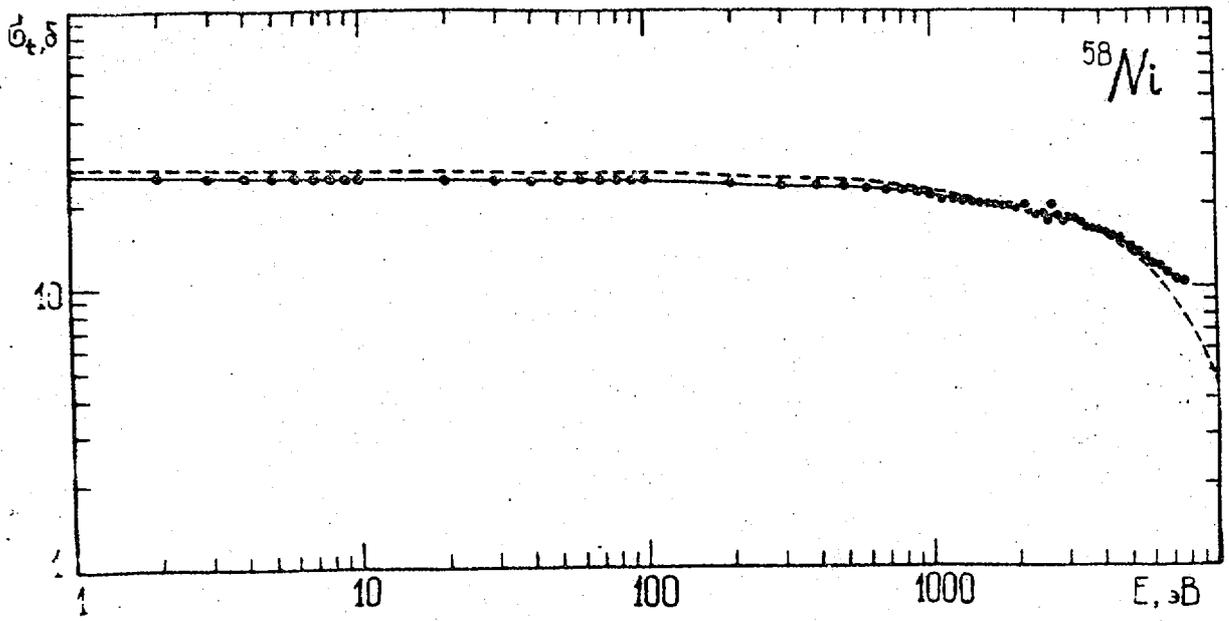


Рис. 1. Полное нейтронное сечение никеля-58

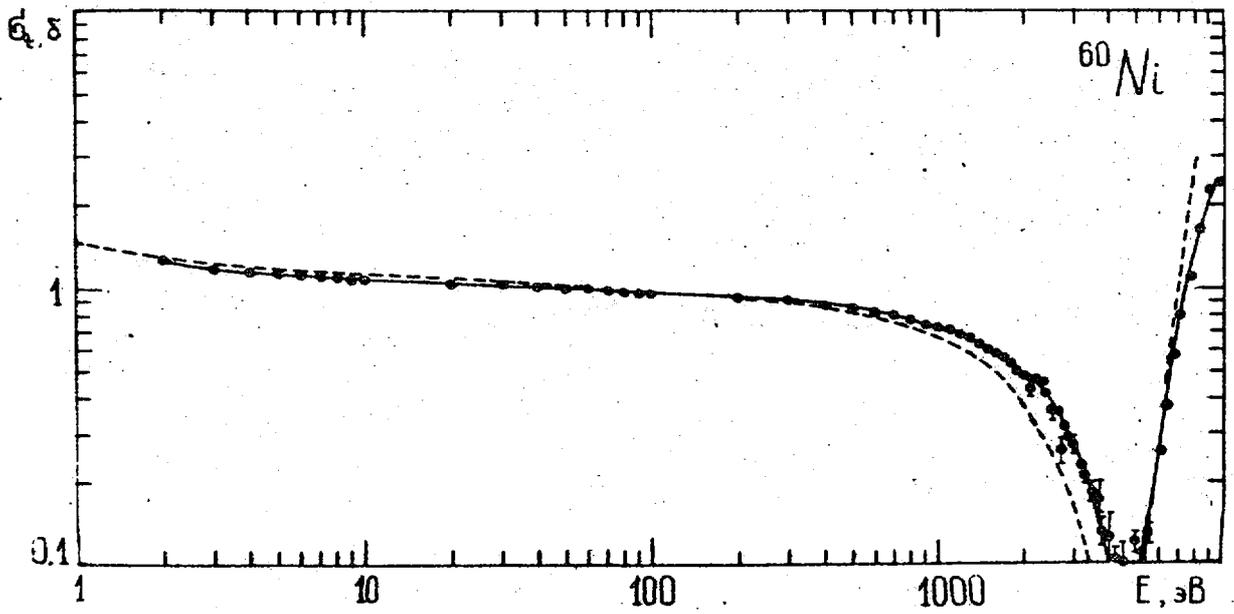


Рис. 2. Полное нейтронное сечение никеля-60

полученное значение $R' \approx 10,5$ ф сильно отличается от величины $R' \approx 8,0$ ф [6,7], определенной из анализа экспериментальных данных в широком энергетическом диапазоне. Так как основания для сильной локальной флуктуации R' отсутствуют, необходимо признать наличие по крайней мере двух сильных отрицательных резонансов вблизи энергии связи.

б) Никель-60.

На рис.2 представлено сравнение полученных в настоящей работе значений σ_t никеля-60 (точки) с результатами оценки σ_t JENDL-2 [6] (пунктирная кривая). В диапазоне энергий $E=1-100$ эВ полученные нами значения σ_t на $\approx 5\%$ ниже данных [6]. Существенное расхождение ($\approx 50\%$) результатов настоящей работы и [6] наблюдается в области интерференционного минимума $E=1000-8000$ эВ.

При анализе экспериментальных данных учитывались вклады в сечение ближайшего отрицательного и 11 положительных резонансов (учитывались все известные s- и p-резонансы до $E=43$ кэВ). Для неварьируемых резонансных параметров использовались оцененные значения из [6].

Анализ показал, что экспериментальные данные не могут быть удовлетворительно описаны без вариации параметров отрицательного резонанса. Для удовлетворительной аппроксимации полученных значений σ_t требуется существенное (более, чем в 10 раз) уменьшение вклада отрицательного резонанса в σ_t по сравнению с данными [6,7]. Дальнейшие расчеты показали, что аппроксимация экспериментальных данных без учета отрицательного резонанса не ухудшается по сравнению с расчетами, учитывающими его вклад. Полученные нами значения σ_t никеля-60 являются наиболее достоверными среди имеющихся данных в диапазоне $E < 8000$ эВ, наиболее чувствительном к параметрам отрицательного резонанса. Поэтому его привлечение для параметризации нейтронных сечений никеля-60 является, по-видимому, нецелесообразным.

Окончательные результаты анализа приведены в табл.3. Результат аппроксимации экспериментальных данных представлен на рис.2 сплошной кривой.

Таблица 3

Результаты анализа σ_t никеля-60

$\bar{\Gamma}_g,$ эВ	$R',$ ферми	$E_1,$ кэВ	$\Gamma_{n1},$ кэВ	Ссылка
$4,26 \pm 0,17$	$7,21 \pm 0,15$	$12,34 \pm 0,20$	$2,347 \pm 0,090$	Настоящая работа
1,9	6,98	12,46	2,353	JENDL-2 [6]
1,7	$6,7 \pm 0,3$	12,500	$2,7 \pm 0,1$	BNL-325 [7]

Полученные в настоящей работе значения радиуса потенциального рассеяния R' , энергии E_1 и нейтронной ширины Γ_{n1} первого положительного s -резонанса хорошо согласуются с данными [6,7].

В анализируемом энергетическом диапазоне $2 \div 8000$ эВ, соответствующем интерференционному минимуму первого s -резонанса, локальное значение средней радиационной ширины $\bar{\Gamma}_\gamma$ практически совпадает с радиационной шириной $\bar{\Gamma}_{\gamma 1}$ этого резонанса. Полученное значение $\bar{\Gamma}_\gamma \approx \bar{\Gamma}_{\gamma 1} = 4,3 \pm 0,1$ эВ существенно отличается от оценок [6,7] для средней радиационной ширины (см. табл.4) и для радиационной ширины ближайшего s -резонанса $\Gamma_{\gamma 1} = 2,73$ эВ [6], $\Gamma_{\gamma 1} = 3,3 \pm 0,3$ эВ [7]. Значения $\Gamma_{\gamma 1}$ из [6,7] получены при анализе сечения радиационного захвата σ_γ , так как надежные данные о σ_t в области интерференционного минимума, наиболее чувствительной к величине $\Gamma_{\gamma 1}$, до настоящей работы отсутствовали. Данные σ_γ дают достоверную информацию об отношении ширин Γ_γ / Γ_n . В оценке [7] значение нейтронной ширины $\Gamma_{n1} = 2,7 \pm 0,1$ кэВ завышено относительно результатов [6] и настоящей работы $\Gamma_{n1} \approx 2,35$ кэВ. Коррекция данных [7] приводит к значению $\Gamma_{\gamma t} = 3,8 \pm 0,3$ эВ, согласующемуся в пределах погрешностей с результатом настоящей работы.

в) Никель-62.

На рис.3 представлено сравнение полученных значений σ_t никеля-62 (точки) с данными [6] (пунктирная кривая). Во всем рассматриваемом диапазоне энергий $E = 2 \div 8000$ эВ полученные значения σ_t на $\approx 20\%$ ниже данных JENDL-2 [6].

В работе [7] приведены параметры отрицательного резонанса никеля-62 $E_{-1} = -0,077$ кэВ, $\Gamma_{n-1} = 0,14$ кэВ. Более поздняя оценка экспериментальных данных JENDL-2 [6] не учитывает вклад отрицательного резонанса при описании оцененных сечений. Анализ полученных в настоящей работе значений σ_t подтвердил выводы [6], показав, что удовлетворительное описание экспериментальных данных не требует учета отрицательного резонанса.

При аппроксимации экспериментальных значений σ_t никеля-62 учитывался вклад в σ_t 24 известных положительных s - и p -резонансов с энергиями $E < 106$ кэВ. Для неварьируемых резонансных параметров использовались оцененные значения из [6]. Результаты анализа представлены в табл.4. Кривая, аппроксимирующая экспериментальные данные, показана на рис.3 сплошной линией.

Таблица 4

Результаты анализа σ_t никеля-62

$\bar{\Gamma}_\gamma$, эВ	R' , ферми	E_1 , кэВ	Γ_{n1} , кэВ	Ссылка
3,09±0,25	7,80±0,14	4,607±0,016	1,822±0,018	настоящая работа
1,3	7,64	4,600	2,026	JENDL-2 [6]
0,91	6,2±0,3	4,54±0,05	1,88±0,20	BNL-325 [7]

Полученное значение R' не согласуется с данными [7] и подтверждает результат [6]. Определенные в настоящей работе параметры первого s -резонанса E_1 , Γ_{n1} согласуются с данными [6,7], превышая их по точности.

В рассматриваемом энергетическом диапазоне локальное значение средней радиационной ширины $\bar{\Gamma}_\gamma$ определяется в основном радиационной шириной Γ_{n1} сильного s -резонанса, попадающего в этот диапазон. Полученное значение $\bar{\Gamma}_\gamma = 3,09 \pm 0,25$ эВ значительно отличается от данных [6,7] для средней радиационной ширины (см. табл.4) и данных [7] для радиационной ширины первого s -резонанса: $\Gamma_{\gamma 1} = 0,76 \pm 0,12$ эВ. Несколько лучшее согласие наблюдается с данными [6] для $\Gamma_{\gamma 1} = 2,38$ эВ. Коррекция значения Γ_{n1} [6], аналогично описанной выше процедуре, приводит к значению $\Gamma_{\gamma 1} = 2,7$ эВ, согласующемуся в пределах погрешностей с результатами настоящей работы.

г) Никель-64.

На рис.4 представлено сравнение полученных значений σ_t никеля-64 (точки) с данными [6] (пунктирная кривая). Результаты настоящей работы хорошо согласуются с оценкой σ_t [6].

При анализе экспериментальных данных учитывался вклад в σ_t 24 известных положительных s и p -резонансов с энергиями $E < 310$ кэВ. Для неварьируемых резонансных параметров использовались оцененные значения из [6]. Результаты анализа приведены в табл.5 и на рис.4 (сплошная кривая).

Таблица 5

Результаты анализа σ_t никеля-64

R' , ферми	Γ_{n1} , кэВ ($E_1 = 14,3$ кэВ [6,7])	Ссылка
7,4±1,0	2,9±0,2	настоящая работа
7,36	2,900	JENDL-2 [6]
7,6±0,3	2,90±0,50	BNL-325 [7]

Полученные в настоящей работе значения R' , Γ_{n1} в пределах погрешностей согласуются с данными [6,7].

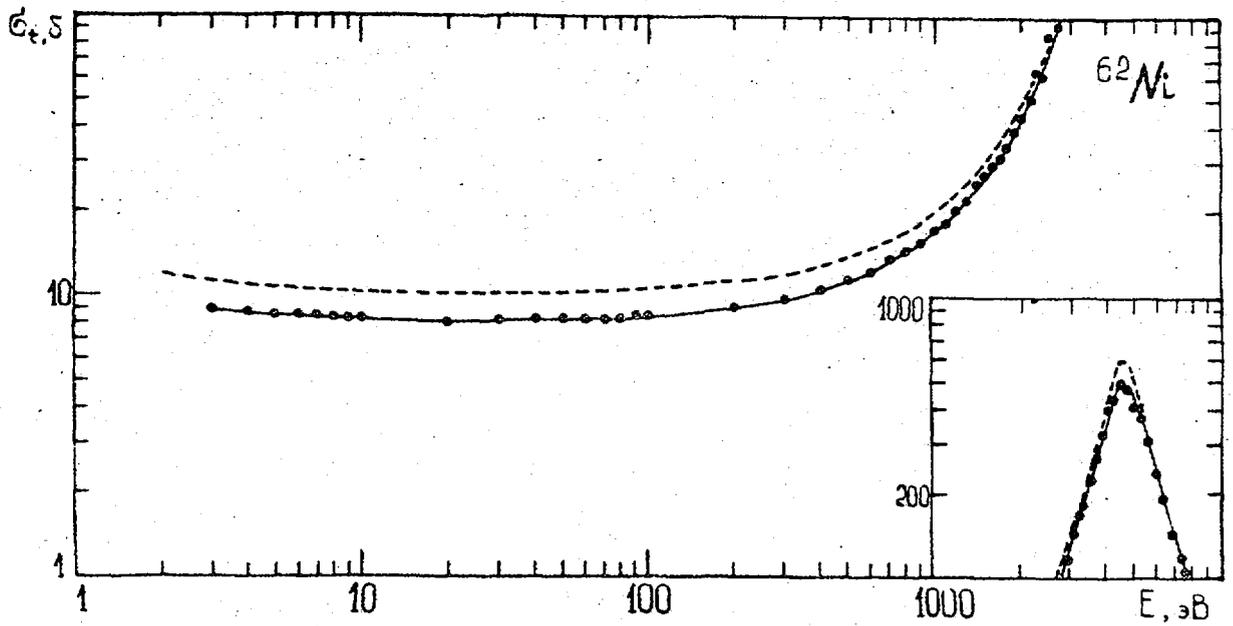


Рис. 3. Полное нейтронное сечение никеля-62

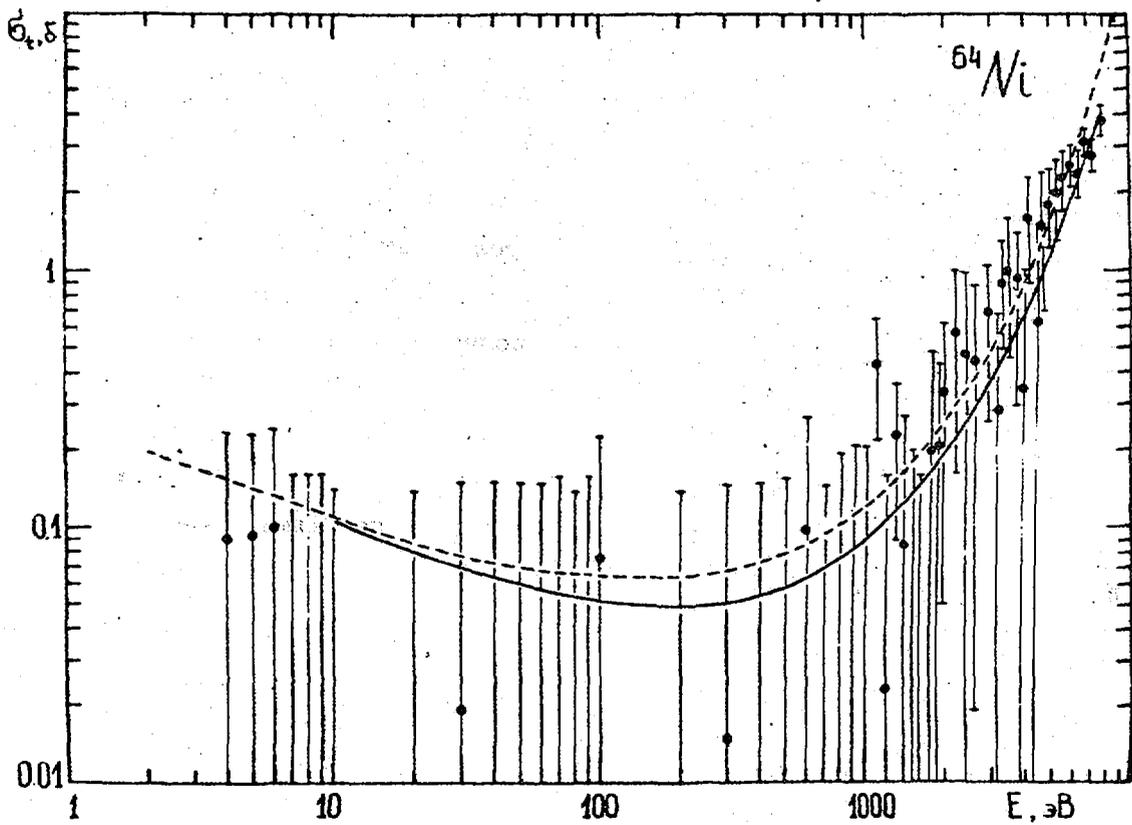


Рис. 4. Полное нейтронное сечение никеля-64

д) Изотопическая зависимость радиуса потенциального рассеяния
для четных изотопов никеля

На рис. 5а представлено сравнение определенных в настоящей работе радиусов потенциального рассеяния s -волны R' четных изотопов никеля с данными [6,7]. Полученные нами значения R' подтверждают данные [6]. Результаты [6] и настоящей работы хорошо согласуются с предсказанием обобщенной оптической модели о слабой плавной зависимости $R'(A)$ по мере удаления от дважды магического ядра ^{56}Ni (сплошная кривая, рис. 5а). Наблюдающийся минимум в зависимости $R'(A)$ при $A=62$ по данным [7] (пунктирная кривая) результатами настоящей работы не подтверждается.

Отсутствие каких-либо особенностей при $A=62$ в данных [7] о среднем расстоянии между s -резонансами \bar{D} (рис. 5б) и о s -нейтронной силовой функции S_0 (рис. 5в) является еще одним аргументом в пользу плавной зависимости $R'(A)$, полученной в настоящей работе.

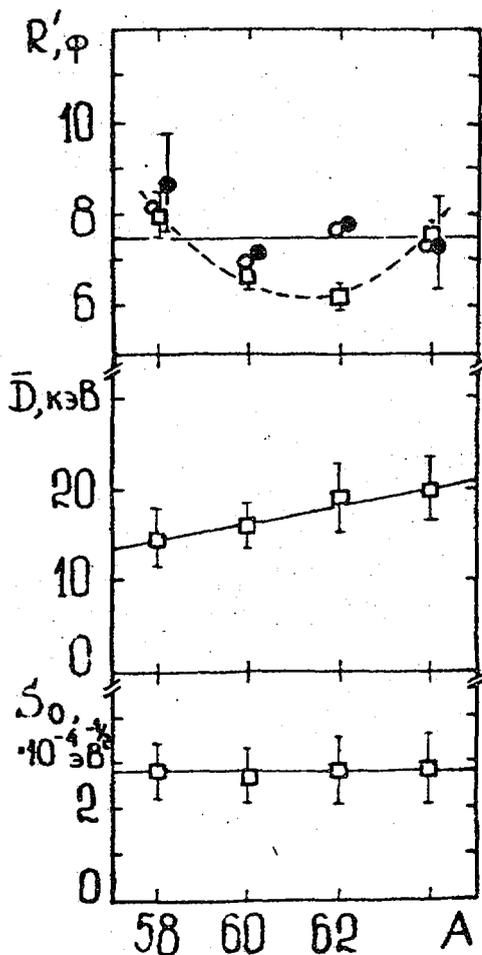


Рис. 5. Зависимость радиуса потенциального рассеяния (а), среднего расстояния между уровнями (б) и s -силовой функции (в) от массового числа для четных изотопов никеля: \circ , \square , \bullet - данные [6,7] и настоящей работы соответственно

Заключение

Анализ новых экспериментальных данных о полных нейтронных сечениях σ_t четных изотопов никеля в диапазоне 2÷8000 эВ показал возможность удовлетворительной параметризации σ_t простейшими многоуровневыми выражениями вблизи интерференционных минимумов сильных s -резонансов (никель-60,64), в окрестностях самих резонансов (никель-62) и вдали от сильных резонансов (никель-58). В рассматриваемом энергетическом диапазоне экспериментальные данные проявляют сильную чувствительность к параметрам отрицательных резонансов. В области интерференционного минимума (никель-60,64) наблюдается сильная чувствительность к радиусу потенциального рассеяния R' и всем параметрам ближайшего резонанса $E_\lambda, \Gamma_\lambda, \Gamma_{\lambda\lambda}, \Gamma_{\lambda\lambda'}$.

Список литературы

1. McLane, Neutron Cross Sections, Vienna, Academic Press. V.2. 1988.
2. Лукьянов А.А. Структура нейтронных сечений. М.: Атомиздат, 1978.
3. Мурзин А.В., Вертебный В.П., Гаврилюк В.И. и др. //Атомная энергия. 1989. Вып.3. С.216-218.
4. Вертебный В.П., Ворона П.Н., Кальченко А.И. и др. //Нейтронная физика. Ч.2. Киев: Наукова думка, 1972.
5. Оффенгенден Р.Г., Березин Ф.Н., Василенко Н.П. и др. //Нейтронная физика. Т.4. М.: ЦНИИАтоминформ, 1988.
6. Kikuchi Y., Secine N. Evaluation of Neutron Nuclear Data of Natural Nickel and its Isotopes for JENDL-2, JAERI-M. 1985, 85-101, p.1-96.
7. Mughabghab S.F. Neutron Cross-Sections. BNL-325. Academic Press, 1984. V.1.

Статья поступила в редакцию 04.04.90 г.

СЕЧЕНИЕ РЕАКЦИИ $^{54}\text{Fe}(n, \alpha)^{51}\text{Cr}$ НА ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНАХ

С. П. Макаров, Г. А. Пик-Пичак, Ю. Ф. Родионов, В. В. Хмызов, Ю. А. Яшин

Институт атомной энергии им. И. В. Курчатова, Москва

THERMAL NEUTRONS CROSS SECTION OF $^{54}\text{Fe}(n, \alpha)^{51}\text{Cr}$ REACTION. The theoretical and experimental evaluations of cross section of $^{54}\text{Fe}(n, \alpha)^{51}\text{Cr}$ reaction on the thermal neutrons are presented.

$$\begin{aligned} \langle \sigma_{\alpha} \rangle &\approx 1.1 \cdot 10^{-27} \text{ б; } RI \approx 0.6 \text{ мб;} \\ \sigma_{\alpha \text{ exp}} &\approx 1 \cdot 10^{-5} \text{ б; } RI \approx 1.09 \pm 0.13 \text{ мб} \end{aligned}$$

В расчетных работах [1,2] при изучении миграции радионуклидов коррозионного происхождения в первом контуре реактора АЭС используется значение сечения реакции $^{54}\text{Fe}(n, \alpha)^{51}\text{Cr}$ на тепловых нейтронах $\sigma_{\alpha} = (0,37 \pm 0,001)$ барн [3] и отмечается существенный вклад этой реакции в активацию железа-54, содержащегося в конструкционных материалах реактора. Анализ других публикаций на эту тему [4,5,6,7,8] свидетельствует о противоречивости имеющихся к настоящему времени данных о σ_{α} .

Поскольку процесс образования ^{51}Cr в реакторах АЭС имеет большой практический интерес, а приведенное выше значение σ_{α} нам представляется чрезвычайно завышенным и весьма сомнительным (слишком мала указанная в работе [3] погрешность: $\pm 0,3\%$), мы предприняли расчетно-теоретическое и экспериментальное исследование этой реакции.

Оценка сечения реакции (n, α) , протекающей через составное ядро, проводилась с помощью статистической модели [9, 10, 11, 12, 13]; предполагается, что захват нейтрона происходит с нулевым угловым моментом, а α -частица вылетает с произвольным моментом $\hbar l$:

$$\sigma_{\alpha} = \pi R_n^2 \Gamma_{\alpha} / (\Gamma_n + \Gamma_{\gamma} + \Gamma_{\alpha}),$$

здесь

$$R_n = \left[v_0 (A-1)^{1/3} + 1,4 \right] \text{ Ферми, } \Gamma_{\gamma} = 4,0 \cdot 10^{-8} \text{ МэВ,}$$

$$\Gamma_n = (\pi D_n)^{-1} \int_0^{E_n - Q_n} \varepsilon d\varepsilon \rho_n(E_n - Q_n - \varepsilon) / \rho_c(E),$$

$$\Gamma_{\alpha} = \left[2\pi\rho_c(E) \right]^{-1} \int_0^{E_{\alpha} - Q_{\alpha}} \rho_{\alpha}(E_{\alpha} - Q_{\alpha} - \epsilon_{\alpha}) \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)^2 T_l(\epsilon_{\alpha}) d\epsilon_{\alpha},$$

$$E = Q_n + \epsilon_n^0 + \Delta, \quad E_n = Q_n + \epsilon_n^0 + \Delta_n, \quad E_{\alpha} = Q_n + \epsilon_{\alpha}^0 + \Delta_{\alpha},$$

$$\Delta_{\alpha} = 1,8 \text{ МэВ}, \quad \Delta_n = 3,6 \text{ МэВ}, \quad Q_n = 9,30 \text{ МэВ}, \quad Q_{\alpha} = 8,456 \text{ МэВ}.$$

ϵ_n^0 - кинетическая энергия нейтрона захвата. Плотность уровней составного ядра равна

$$\rho_1(E_1) = \text{const} \cdot (\delta + E_1^2)^{-1} \exp(2\sqrt{a_1} E_1),$$

где $a_1 = A_1/10$, $D_1 = \hbar^2 (2mR_1^2)^{-1}$, $\delta = 1,0 \text{ МэВ}$

Для подбарьерной области энергии α -частицы имеем

$$T_l(\epsilon) = \exp(-2\gamma_l(\epsilon)),$$

$$\gamma_l(\epsilon) = \frac{b}{2\sqrt{f}} \left[\frac{\pi}{2} + \arctg \frac{b-2f}{2\sqrt{f}\sqrt{b+c+f}} - \sqrt{b+c+f} + \sqrt{c} \ln \frac{2\sqrt{c(c+b-f)+2c+b}}{\sqrt{b^2+4cf}} \right],$$

$$c = l(l+1), \quad b = \frac{B_{\alpha}}{D_{\alpha}}, \quad f = \frac{\epsilon}{D_{\alpha}}, \quad B_{\alpha} = 2(z-2)e^2/R_{\alpha}.$$

Для тепловых нейтронов получим: $\sigma_{\alpha} = 1,1 \cdot 10^{-27}$ барн. Для нейтронов спектра деления $^{235}\text{U}+n$ или $^{239}\text{Pu}+n$ получим при усреднении по спектру Максвелла с $T_{\text{эф}} = 1,318 \text{ МэВ}$ $\langle \sigma_{\alpha} \rangle = 0,6 \cdot 10^{-3}$ барн.

Сечение реакции (n, α) на тепловых нейтронах экспериментально оценивалось путем прямых измерений содержания изотопа ^{51}Cr в облученном образце железа.

Эксперимент проводился на уран-графитовом реакторе Ф-1 ИАЭ им. И. В. Курчатова. Мишенью служил порошок Fe_2O_3 с содержанием изотопа ^{54}Fe , равным 90,7%. Масса ^{54}Fe составляла $m_{^{54}\text{Fe}} = 11,74 \text{ г}$.

Для нейтронного облучения порошок окиси железа помещался в алюминиевый контейнер цилиндрической формы.

Анализ, выполненный в центральной аналитической лаборатории ИАЭ методом атомно-эмиссионной спектроскопии с высокочастотной индукционной плазмой в качестве источника возбуждения спектра, показал, что концентрация хрома в образце составляет величину, меньшую $1,7 \cdot 10^{-3} \%$. Хром не был

обнаружен. Содержание в нем радионуклидов до и после облучения определялось по интенсивности их гамма-излучения. Использовался аттестованный γ -спектрометр с детектором из особо чистого германия [14]. Энергетическое разрешение составляло 1,5 кэВ для $E_\gamma = 320$ кэВ. Хром-51 идентифицировался по энергии его γ -излучения ($E_\gamma = 320,1$ кэВ) и периоду полураспада ($T_{1/2} = 27,73$ сут.).

Первое облучение было проведено в аттестованной тепловой колонне реактора Ф-1 с плотностью потока тепловых нейтронов $\Phi_T = (1,66 \pm 0,03) \cdot 10^{11}$ н/м²·с. Экспозиция облучения составляла около 100 суток. Был достигнут равновесный уровень активности ⁵¹Cr в образце с учетом режима работы реактора и распада этого радионуклида между облучениями. Если принять $\sigma_\alpha = 0,37$ барна, то расчетная равновесная активность хрома-51 должна была достигнуть $1,5 \cdot 10^4$ Бк. В измеренном спектре γ -излучения образца пик полного поглощения с энергией 320,1 кэВ не был обнаружен. Уровень достоверного обнаружения этой γ -линии ⁵¹Cr в нашем случае составлял 1 Бк. Полученный результат позволил дать оценку верхнего предела значения искомого сечения: $\sigma_\alpha < 2,5 \cdot 10^{-5}$ барна.

При расчетах активности ⁵¹Cr и сечения σ_α мы использовали общеизвестную формулу:

$$\lambda N_{51} = \sigma_\alpha \Phi_T \frac{N_{54}}{N_{51}} \left[1 - \exp(-\lambda_{51} t_{\text{обл}}) \right] + \lambda N_{51} \exp(-\lambda_{51} t_{\text{обл}}),$$

где λN_{51} - активность ⁵¹Cr на конец облучения;

$\lambda = 2,89 \cdot 10^{-7}$ с⁻¹ - постоянная распада ⁵¹Cr;

N_{51} - число ядер ⁵¹Cr;

N_{54} - число ядер ⁵⁴Fe.

Поскольку в первом опыте нам не удалось обнаружить ⁵¹Cr, мы решили провести активацию образца в горизонтальном канале того же реактора в потоке тепловых нейтронов с плотностью $\Phi_T = 6,06 \cdot 10^{13}$ н/м²·с. Примесь резонансных нейтронов в нем по данным аттестации составляла $\approx 6\%$. Было проведено два трехчасовых облучения: в условиях, когда мишень была окружена кадмиевой фольгой и без экранировки кадмием. В обоих случаях при анализе γ -спектров облученной пробы окиси железа наряду с ⁵⁴Mn, ⁵⁹Fe, ¹⁹⁷W был идентифицирован ⁵¹Cr. Его активность соответственно была: (160 \pm 16) Бк и (165 \pm 16) Бк. В пределах погрешностей измерений результаты активации с кадмием и без него совпадают. Следовательно, реакция ⁵⁴Fe(n, α)⁵¹Cr идет на резонансных нейтронах.

Однако, предположив, что величина погрешности разности измеренных активностей обусловлена указанной реакцией на тепловых нейтронах, то из неравенства

$$m_{\text{Fe}^{54}} \cdot \frac{6,03 \cdot 10^{23}}{54} \sigma_{\alpha} \Phi_T \left[1 - \exp(-\lambda_{51} t_{\text{обл}}) \right] < 22,6 \text{ Бк}$$

получим $\sigma_{\alpha} < 1 \cdot 10^{-5}$ барна. Этот экспериментальный результат не противоречит расчетно-теоретической оценке значения σ_{α} , приведенной выше.

С другой стороны, если допустить, что хром образовался только за счет реакции $^{50}\text{Cr}(n, \gamma)^{51}\text{Cr}$ на тепловых нейтронах, для которой $\sigma_{\gamma} = (15,9 \pm 0,2)$ барн [15], то с учетом содержания ^{50}Cr в естественной смеси этого элемента (4,31 %), получим, что примесь хрома в исследуемом образце окиси железа не превышает $8,6 \cdot 10^{-4}$ %. Этот результат подтверждает оценку концентрации хрома, полученную методом атомно-эмиссионной спектрометрии.

Опираясь на найденное значение $A_{\text{Cr}^{51}} = (165 \pm 16)$ Бк, аттестационные данные реактора Ф-1: $\Phi_{\text{рез. н}} (0,060 \pm 0,002) \Phi_{\text{тепл. н}}$, мы оценили значение резонансного интеграла активации ^{54}Fe по реакции (n, α) : $RI = (1,09 \pm 0,13)$ мб.

Полученные нами расчетно-теоретические и экспериментальные результаты позволяют сделать вывод о невозможности накопления в заметных количествах хрома-51 путем активации ^{54}Fe тепловыми нейтронами в условиях первого контура реактора АЭС.

Список литературы

1. Митерев А.И. и др. // Атомная энергия. 1971. Т.31. №3. С.281.
2. Герасимов В.В. и др. Водный режим атомных электростанций. М.: Атомиздат, 1976.
3. Алиев А.И. и др. Ядерно-физические константы для нейтронного активационного анализа/Справочник. М.: Атомиздат, 1969.
4. Rochlin A. // Nucleonics. 1959. V.17. P.55.
5. Chemistry Research and Chemical Techniques Based on Chemistry Research Using Research Reactors held in Vienna from 4-8 March 1963. Vienna, IAEA, 1963.
6. Mellish C.E. et al. / Proc. of Intern. Conf. on Radioisotopes in Scientific Research. 1957, Paris: Pergamon Press.
7. Справочник по ядерной физике/Пер. с англ. под ред. акад. Л.А. Арцимовича. М.: Госиздат физ.-мат. литературы, 1963.
8. Бычков В.М. и др. Сечение пороговых реакций, вызываемых нейтронами/Справочник. М.: Энергоиздат, 1982.

9. Хайд Э. и др. Ядерные свойства тяжелых элементов. М.: Атомиздат, 1968. Вып. 3. С. 134 и с. 157.
10. Пик-Пичак Г.А. //Ядерная физика. 1986. Т. 44. С. 1421.
11. Бор О., Моттельсон Б. Структура атомного ядра. М.: Мир, 1971. Т. 1. С. 154.
12. Johanson P.I. et al. /Proc. Conf. on Nuclear Cross-Sections and Technology. 1957. NBS SP 425. p. 572.
13. Гусев Н. Г., Дмитриев П. П. Квантовое излучение радиоактивных нуклидов/Справочник. М.: Атомиздат, 1977.
14. Родионов Ю. Ф., Яшин Ю. А. //Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерно-физические исследования. 1989. Вып. 2. С. 50.
15. Mughabhab et al. Neutron Cross Sections Series. V.1, BNL, 1981.

Статья поступила в редакцию 06.03.90 г.

ИЗОТОПИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ СЕЧЕНИЙ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА ЯДЕР
ПРИ ЭНЕРГИИ НЕЙТРОНОВ 30 кэВ

Ю. Н. Трофимов

Радиевый институт им. В. Г. Хлопина, Ленинград

ISOTOPIC DEPENDENCE OF RADIATIVE NEUTRON CAPTURE CROSS-SECTIONS FOR NUCLEI AT ENERGY 30 keV. On the basis of isotopic systematics important for astrophysics the radiative neutron capture average cross-sections for 32 stable and 51 radioactive nuclei were evaluated at energy 30 keV.

Данные о сечениях радиационного захвата (РЗ) нейтронов энергией 30 кэВ представляют интерес прежде всего для астрофизиков, исследующих пригодность S-процесса в нуклеосинтезе. Знание этих сечений необходимо для многих стабильных и радиоактивных ядер с массой $A > 50$. К настоящему времени накоплен достаточно обширный материал по этим сечениям для ядер средних и тяжелых масс [1-12]. Противоречивые версии этих данных имеют различные исходные принципы формирования оценок:

- по признаку постоянства произведений величин сечений РЗ нейтронов и распространенностей изотопов с близкими массами [2];
- статистическая модель Хаузера-Фешбаха, оценка сечений с точностью до коэффициента 2 [3];
- аппроксимация неизвестных сечений к сечению самого тяжелого изотопа [4];
- полуэмпирическая зависимость сечения от числа нейтронов в ядре-мишени [5,6];
- данные оценок [7,8].

В результате анализа собственных данных о сечениях РЗ нейтронов энергией 0,5÷2 МэВ ядрами 54 стабильных изотопов различных элементов [9] и других литературных данных [1] нами обнаружено, что величины сечений РЗ нейтронов ядер уменьшаются с увеличением избытка нейтронов в ядре. В основу оценки сечений РЗ нейтронов ядер может быть положена следующая изотопическая зависимость

$$\sigma_{\alpha} = \sigma_0 \exp(-K\alpha), \dots \dots \dots (1)$$

где σ_{α} , σ_0 - величины сечений РЗ нейтронов для изотопов с параметрами нейтронного избытка $\alpha = (N-Z)/A$ и $\alpha = 0 (N=Z)$ соответственно; K - постоянная; N, Z - числа нейтронов и протонов ядра.

Для проверки пригодности этого правила для нейтронов энергией 30 кэВ были построены графики зависимости логарифма сечения P_3 от параметра $(N-Z)/A$ для ядер-мишеней трех групп четностей (четно-четные, четно-нечетные и нечетно-четные). В качестве базовых данных взяты данные справочника [1]. На рисунке приведены результаты такого описания данных. Как видно из рисунка, подавляющая часть экспериментальных данных хорошо описывается изотопической зависимостью (1). Для ядер-мишеней с магическим содержанием нейтронов ($N=50, 82, 126$) и для ядер, где происходит перестройка формы ядра, используется то же соотношение (1), но сравниваются данные для изотон-аналогов разных элементов (ядер с одинаковым содержанием нейтронов).

Использование изотопической зависимости (1) позволяет не только отбраковывать имеющиеся противоречивые или сомнительные данные, но и предсказывать величины сечений для тех ядер, где информация отсутствует, включая радиоактивные изотопы-мишени. Отбор опорных данных для оценки сечений P_3 нейтронов энергией 30 кэВ для каждого элемента осуществляли следующим способом:

- анализ данных проводили отдельно по группам четности;
- при наличии противоречивой информации о сечениях анализировали совокупность данных для цепочки изотопов одного элемента, выделяя результаты измерений, которые следуют изотопической зависимости (1). Эти сечения использовали в качестве опорных данных для оценки неизвестных сечений P_3 других изотопов.

В табл. 1, 2 приведены результаты оценки (светлые кружки) по соотношению (1) сечений P_3 нейтронов энергией 30 кэВ для тех ядер, у которых имеющиеся данные значительно расходятся, либо информация полностью отсутствует. Для изотопов $^{55,59}\text{Fe}$, ^{65}Ni , ^{70}Zn , ^{76}Ge , ^{79}Kr , $^{85,89}\text{Sr}$, $^{95,97}\text{Zr}$, $^{97,105}\text{Ru}$, ^{125}Sn , $^{121,129}\text{Te}$, $^{126,127,131,133}\text{Xe}$, ^{139}Ba , ^{159}Dy , ^{161}Gd , $^{163,164}\text{Er}$, ^{177}Yb и $^{195,197}\text{Pt}$ оценка сечений P_3 нейтронов энергией 30 кэВ проводится впервые.

Таблица 1

Усредненные сечения РЗ нейтронов энергией 30 кэВ стабильных ядер средних и тяжелых масс, оцененные с помощью изотопической зависимости (в миллибарнах, $1 \text{ мб} = 10^{-31} \text{ м}^2$)

Изотоп	$\sigma_{n\gamma} (\Delta\sigma_{n\gamma})$		Данные опорных реакций [1]	
	Оценка настоящей работы	Данные других работ	Изотоп	$\sigma_{n\gamma} (\Delta\sigma_{n\gamma})$
^{58}Fe	8,1(1,2)	8,5 [7] 14,3(1,4) [1]	^{54}Fe	34(3)
			^{56}Fe	13,9(1,1)
^{72}Ge	35(5)	33,9 [7]	^{70}Ge	75(22)
^{74}Ge	17(3)	25 [2]		
^{76}Ge	7(1)	нет		
^{74}Se	200(40)	380(190) [10]	^{76}Se	129(60)
^{82}Se	18(4)	12(3) [10] 14(5) [10]	^{78}Se	80
			^{80}Se	40
^{84}Sr	148(20)	160(30) [10]	^{86}Sr	70(8)
^{96}Zr	11(2)	41 [1]	^{92}Zr	43(10)
			^{94}Zr	27(3)
^{99}Ru	1826(200)	1100 [2]	^{101}Ru	1011(40)
^{102}Pd	614(100)	770(110) [10]	^{106}Pd	284(30)
^{104}Pd	420(50)	447(23) [11] 300(20) [1]	^{108}Pd	180(20)
			^{110}Pd	127(10)
^{114}Sn	137(20)	135(20) [5]	^{112}Sn	202(24)
^{124}Sn	13,4(3,0)	23,4 [1]	^{116}Sn	97(19)
			^{118}Sn	65(12)
			^{120}Sn	41(7)
			^{122}Sn	23(5)
^{115}Sn	665(80)	560(90) [10]	^{117}Sn	418(70)
			^{119}Sn	257(60)
^{120}Te	518(100)	210(20) [10]	^{122}Te	305(60)
			^{124}Te	169(20)
			^{126}Te	80
			^{128}Te	38
			^{130}Te	14

Изотоп	$\sigma_{n\gamma} (\Delta\sigma_{n\gamma})$		Данные опорных реакций [1]	
	Оценка настоящей работы	Данные других работ	Изотоп	$\sigma_{n\gamma} (\Delta\sigma_{n\gamma})$
^{124}Xe	1150(300)	1153(110) [8]	^{128}Xe	300(150)
^{126}Xe	600(200)	нет	^{130}Xe	180(50)
^{132}Xe	60(20)	61(4) [8]		
^{134}Xe	29(10)	29(2) [8]		
^{131}Xe	320(100)	нет	^{129}Xe	666*
^{132}Ba	395(60)	540(40) [10]	^{130}Ba	715(58)
			^{134}Ba	252(35)
			^{136}Ba	70(10)
^{158}Dy	1164(200)	1350(170) [10]	^{160}Dy	740(40)
^{164}Dy	330(60)	300(50) [5]	^{162}Dy	490(50)
^{162}Er	1053(150)	1135(80) [10]	^{170}Er	208(25)
^{164}Er	645(90)	нет		
^{166}Er	437(80)	558(54) [1]		
^{168}Er	300(50)	243(73) [7]		
^{168}Yb	1450(200)	1490(130) [5]	^{170}Yb	738(29)
^{178}Yb	55(10)	57(7) [5]	^{172}Yb	402(33)
			^{174}Yb	183(16)
			^{176}Yb	110(11)
^{180}W	344(40)	350(20) [5]	^{182}W	273(14)
			^{184}W	206(10)
			^{186}W	170(9)
^{189}Os	555(100)	858 [7]	^{187}Os	874(28)
^{195}Pt	728(100)	нет	^{193}Pt	1100**

* - [7]

** - [12]

Таблица 2

Усредненные сечения РЗ нейтронов энергией 30 кэВ радиоактивных ядер
средних и тяжелых масс, оцененных с помощью изотопической зависимости
(в миллибарнах)

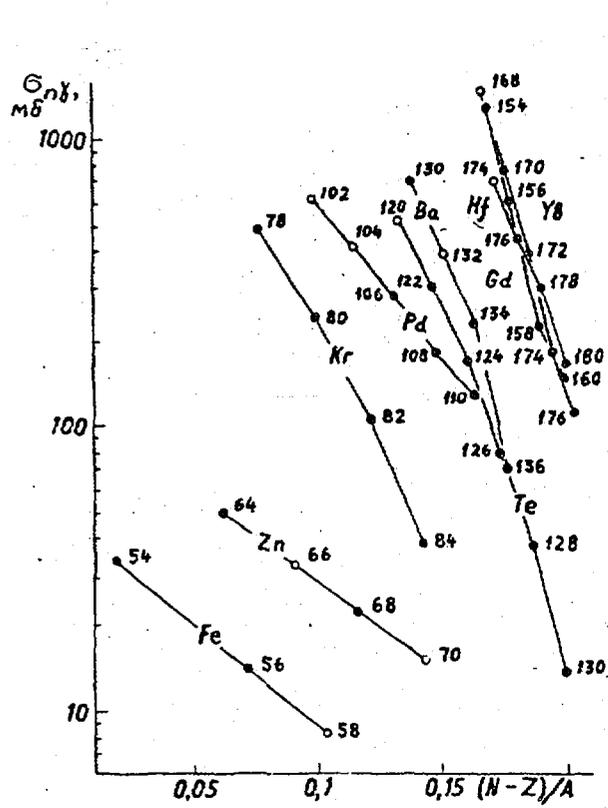
Изотоп	$\sigma_{n\gamma} (\Delta\sigma_{n\gamma})$		Данные опорных реакций [1]	
	Оценка настоящей работы	Данные других работ	Изотоп	$\sigma_{n\gamma} (\Delta\sigma_{n\gamma})$
^{55}Fe	48(10)	нет	^{57}Fe	29,5*
^{59}Fe	19(5)	нет		
^{79}Kr	862(170)	нет	^{83}Kr	272
^{81}Kr	602(120)	450 [12]		
^{85}Sr	145(30)	нет	^{87}Sr	91(15)
^{89}Sr	58(12)	нет		
^{93}Zr	41(12)	70 [12]	^{91}Zr	64(8)
^{95}Zr	28(10)	нет		
^{97}Zr	18(5)	нет		
^{97}Ru	3300(1000)	нет	^{101}Ru	1011(40)
^{103}Ru	590(120)	744, [7]		
^{105}Ru	340(70)	нет		
^{103}Pd	2440(800)	1590(190) [5]	^{105}Pd	1246(130)
^{107}Pd	658(100)	680(50) [5]		
^{109}Pd	483(80)	465(25) [5]		
^{111}Pd	190(60)	307(14) [5]		
^{107}Cd	3165(1000)	1830(230) [5]	^{111}Cd	880(125)
^{109}Cd	1882(360)	1200(120) [5]	^{113}Cd	715(80)
^{115}Cd	358(50)	400(50) [5]		
^{117}Cd	204(30)	300(15) [5]		
^{113}Sn	1096(200)	1130(210) [10]	^{117}Sn	418(70)
^{121}Sn	167(25)	161(12) [5]	^{119}Sn	257(60)
^{123}Sn	107(15)	112(7) [5]		
^{125}Sn	70(10)	нет		

Продолжение табл.2

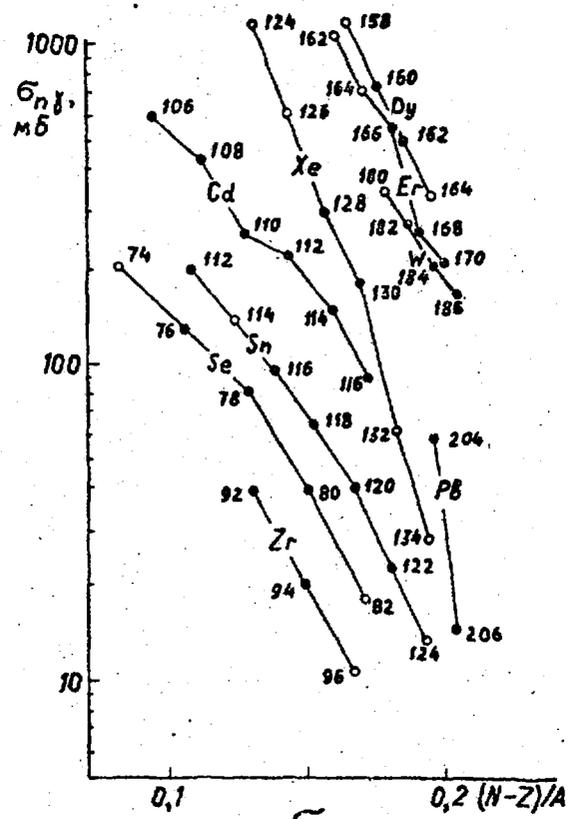
Изотоп	$\sigma_{n\gamma} (\Delta\sigma_{n\gamma})$		Данные опорных реакций [1]	
	Оценка настоящей работы	Данные других работ	Изотоп	$\sigma_{n\gamma} (\Delta\sigma_{n\gamma})$
^{121}Te	1853(220)	нет	^{123}Te	913(91)
^{127}Te	247(50)	200 [10]	^{125}Te	450
^{129}Te	129(25)	нет		
^{131}Te	69(15)	193(16) [10]		
^{127}Xe	1340(250)	нет	^{129}Xe	666*
^{133}Xe	156(30)	нет		
^{131}Ba	1465(300)	1400 [10]	^{135}Ba	465(80)
^{135}Ba	812(200)	800 [10]	^{137}Ba	58(10)
^{153}Gd	4400(1000)	2500 [12]	^{155}Gd	2620(260)
^{159}Gd	900(150)	875(100) [10]	^{157}Gd	1510(140)
^{161}Gd	544(80)	нет		
^{159}Dy	3327(600)	нет	^{161}Dy	2010(90)
^{165}Dy	845(200)	500(50) [10]	^{163}Dy	1450(150)
^{163}Er	3900(1000)	нет	^{167}Er	1439*
^{165}Er	2440(500)	2845(360) [5]		
^{169}Er	900(150)	660(30) [5]		
^{172}Er	141(17)	124(15) [5]	^{170}Er	208(25)
^{169}Yb	2320(300)	2580(110) [5]	^{171}Yb	1411(51)
^{175}Yb	566(90)	390(40) [5]	^{173}Yb	885(75)
^{177}Yb	344(50)	нет		
^{175}Hf	2060(500)	2000(650) [5]	^{177}Hf	1366(61)
^{181}Hf	614(100)	450(70) [5]	^{179}Hf	940(80)
^{181}W	900(200)	620(35) [5]	^{183}W	531(26)
^{185}W	320(50)	342(10) [5]		
^{187}W	213(30)	257(7) [5]		
^{185}Os	1394(200)	1220(100) [5]	^{187}Os	874(28)
^{197}Pt	503(150)	нет	^{193}Pt	1100**

* - [7]

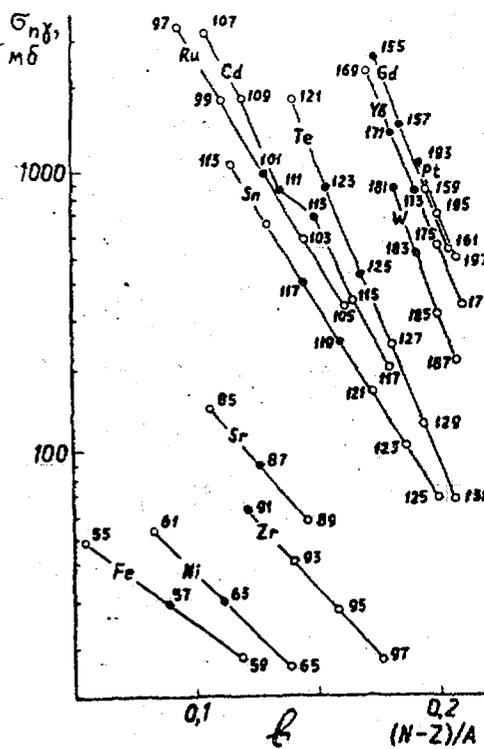
** - [12]



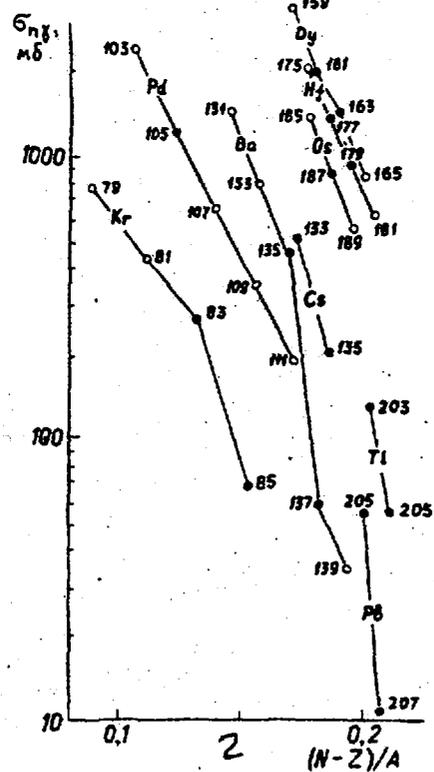
а



б



в



г

Зависимость сечения РЗ нейтронов энергией 30 кэВ от параметра нейтронного избытка:

- а) и б) - четно-четные ядра;
- в) и г) - четно-нечетные ядра;
- - результаты экспериментальных данных,
- - оценка автора настоящей работы

Список литературы

1. Беланова Т.С., Игнатюк А.В., Пащенко А.Б., Пляскин В.И. Радиационный захват быстрых нейтронов. М.: Энергоатомиздат, 1986.
2. Conrad J. Thesis Heidelberg. 1976.
3. Holmes J.A., Woosley S.F., Fowler W.A., Zimmerman B.A. Atomic Data and Nuclear Data Tables. 1976. V.18. P.305.
4. Лютостанский Ю.С., Птицын Д.А., Синюкова О.Н., Филиппов С.С., Чечеткин В.М. Препринт ИПМ им. М.В.Келдыша, №95, 1984.
5. Недведюк К., Ласонь Л., Попов Ю. Нейтронная физика. М.: ЦНИИАтоминформ, 1988.
6. Беланова Т.С., Горбачева Л.В., Грудзевич О.Т., Игнатюк А.В., Мантуров Г.Н., Пляскин В.И. //Атомная энергия. 1984. Т.57. С.243.
7. Newman M.J. //Astrophysics. 1978. V.219. P.676.
8. Чечев В.П., Крамаровский Я.М. //Успехи физических наук. 1981. Т.134. С.431.
9. Трофимов Ю.Н. //Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Ядерные константы. 1987. Т.4. С.10; 1989. Т.2. С.11.
10. Недведюк К., Попов Ю. Нейтронная физика. М.: ЦНИИАтоминформ, 1984.
11. Käppeler F., Beer H., Wisshak K., Clayton D.D., Macklin R.I., Ward R.A. //Astrophys.J. 1982. V.257. P.821.
12. Крамаровский Я.М., Чечев В.П. Синтез элементов во Вселенной. М.: Наука, 1987.

Статья поступила в редакцию 02.04.90 г.

ОЦЕНКА СПЕКТРОВ ЭМИССИИ ЧАСТИЦ НА ИЗОТОПАХ ХРОМА,
ЖЕЛЕЗА И НИКЕЛЯ ДЛЯ БИБЛИОТЕКИ БРОНД

А. В. Зеленецкий

Институт атомной энергетики, Обнинск

А. Б. Пащенко

Физико-энергетический институт, Обнинск

EVALUATION OF PARTICLE EMISSION SPECTRA ON ISOTOPES OF Fe, Cr, Ni FOR BROND-LIBRARY. The new evaluation results for spectra of neutron, proton and alpha-particle emission for Cr, Fe and Ni isotopes are given. Some new approach for description of nonstatistical part of reaction mechanism and inverse cross sections are discussed. The data obtained in this work were included into BROND library.

Введение

Теоретический анализ сечений и спектров эмиссии частиц в ядерных реакциях широко используется при оценке нейтронных ядерных данных. В этой связи первостепенное значение имеют вопросы применимости теоретических моделей для различных типов ядерных реакций и диапазонов энергий налетающих нейтронов, влияние параметров моделей на точность расчетов.

В основе теоретического подхода к описанию реакций в области средних энергий налетающих частиц лежит разделение механизма взаимодействия налетающей частицы с ядром-мишенью на прямые, предравновесные и равновесные процессы. Вклады этих механизмов меняются в зависимости от индивидуальных свойств ядер, энергии взаимодействия, типа реакции и, до некоторой степени, могут быть выделены из экспериментальных данных по энергетическим и угловым распределениям продуктов реакции. К настоящему времени развиты методы, позволяющие достаточно надежно оценивать вклады различных механизмов в реакциях (n, n') и (n, p) . В этом смысле наименее обоснована неравновесная стадия ядерных реакций со сложными частицами в выходном канале, т. е. частицами, состоящими из нескольких нуклонов. Одним из наиболее важных типов таких реакций является реакция (n, α) , которая приводит к образованию и накоплению гелия, что необходимо учитывать в различного рода прикладных задачах (повреждение материалов ядерного реактора, внутриреакторная дозиметрия и др.).

Важность учета неравновесной компоненты ядерной реакции сейчас уже не вызывает сомнений [1]. Нестатистическую компоненту ядерной реакции в настоящее время часто обрабатывают как сумму многошаговых прямых (МПП) и многошаговых компаундных (МКП) переходов [2]. Однако точный расчет МПП чрезвычайно сложен и требует много машинного времени даже для нуклонов в выходном канале реакции. По этой причине оценку величины нестатистической компоненты ядерной реакции обычно проводят только в рамках МКП и при расчете вклада неравновесных механизмов реакции широко используются различные модификации экситонной модели предравновесной эмиссии частиц. Исследования в этом направлении привели в последние годы к возникновению развитых моделей предравновесных реакций, позволяющих достичь хорошего согласия расчетов с экспериментальными данными [3-6].

Однако, как было показано в работе [7], вычисляя неравновесную компоненту только в рамках МКП, невозможно достичь согласованного описания сечений и спектров эмиссии частиц в реакциях (n, p) , (n, α) и $(n, 2n)$ с единым значением параметра K -среднего квадрата матричного элемента, для которого обычно принимают соотношение [8]:

$$\langle |M|^2 \rangle = K A^{-3} E^{-1}.$$

В работе [9] было показано, что учет прямых когерентных переходов, которые возбуждают коллективные состояния остаточного ядра, дополнительно к предравновесной компоненте в нейтронном канале, позволяет получить хорошее согласие расчетных и экспериментальных данных одновременно в нейтронном и протонном выходных каналах с единым параметром $K=700 \text{ МэВ}^3$. Однако вопрос о соотношении предравновесной и прямой компонент в (n, α) -реакции продолжает в значительной степени оставаться открытым.

Здесь в рамках подхода, аналогичного разработанному в [9], выполнен анализ спектров эмиссии частиц одновременно в нейтронном, протонном и альфа-каналах реакции. В первом разделе статьи рассмотрены условия применимости для описания спектров эмиссии альфа-кластеров в нейтронных ядерных реакциях развиваемой авторами [6] модели предравновесной эмиссии сложных частиц. Соотношение вкладов предравновесного и прямого механизмов реакции обсуждается во втором разделе. В третьем разделе описаны результаты применения нового подхода к описанию сечений обратных реакций в каналах с заряженными частицами.

Предравновесная эмиссия частиц

Вклад предравновесного механизма в эмиссии частиц вычислялся на основе предложенной в работе [6] модели, которая по сравнению с ранее разработанными [3-5] позволяет в едином подходе анализировать спектры эмиссии простых (нейтрон и протон) и сложных (d, t, альфа-частица и др.) частиц. В отношении простых частиц предсказания этой модели эквивалентны расчетам по традиционным моделям. В эмиссии сложных частиц учитывается не только вклад механизма подобного выбиванию частицы, но и вклады, подобные подхвату частиц ядра-мишени налетающей частицей. Основные положения данного подхода заключаются в следующем.

Предполагается, что сложная частица (кластер) может образовываться не только из возбужденных выше уровня Ферми квазичастиц, но и из квазичастиц, заселяющих состояния составной системы, находящиеся ниже уровня Ферми. Вероятность образования кластера из l возбужденных и m невозбужденных квазичастиц ($l + m = p$ - число нуклонов в кластере) вычисляется как интеграл перекрытия волновой функции кластера φ_c с p волновыми функциями составляющих его нуклонов φ_i [6]. Тогда, например, для альфа-кластера имеем:

$$F_{l,m}(E_\alpha) = \sum_{\substack{\varepsilon_i > \varepsilon_F \quad (i=1,l) \\ \varepsilon_j < \varepsilon_F \quad (j=1,m)}} |\langle \varphi_c \chi^{(\varepsilon)}(R) | \varphi_1 \varphi_2 \varphi_3 \varphi_4 \rangle|^2. \quad (1)$$

При оценке этого соотношения в работе [6] вводится дополнительное предположение, которое заключается в том, что кластер образуется в некоторой поверхностной области ядра, и поэтому сумма по всем модам кластеризации (l,m) вероятностей $F_{l,m}(E_\alpha)$, вообще говоря, меньше единицы из-за ограничений, наложенных на фазовое пространство системы.

Введенное предположение выражается следующими соотношениями:

$$|r_i| \leq R_0, \quad (2)$$

где r_i - координата i -го нуклона, а для R_0 - радиуса составного ядра - принята следующая параметризация:

$$R_0 = R_{\text{ост}} + \Delta R, \quad (3)$$

где: $R_{\text{ост}}$ - радиус остаточного ядра;

ΔR - параметр, характеризующий ширину поверхностной области ядра и отражающий тот факт, что ядро имеет диффузную поверхность.

Результаты вычислений $F_{l,m}(E_\alpha)$, проведенных в работе [6] в формализме модели Ферми-газа, приведены на рис.1. Как показано в [6], в рамках сделанных при расчетах по формуле (1) приближений, функциональная зависимость $F_{l,m}(E_\alpha)$ от E_α инвариантна по отношению к величине ΔR , а вариация ΔR приводит только к изменению общего нормировочного множителя.

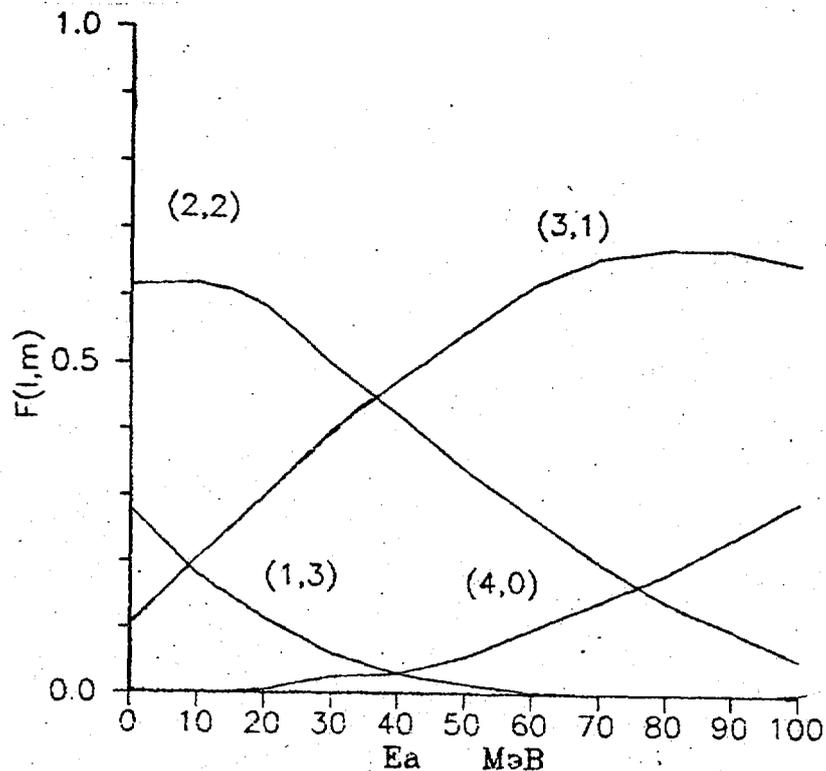


Рис. 1. Форм-факторы кластеризации α -частиц [6]

При этом для $\Delta R \gg r_1$, где $r_1 = 1,6$ фм - экспериментальное значение среднеквадратичного радиуса альфа-частицы - имеем:

$$\sum_{l+m=4} F_{1,m}(E_\alpha) = 1, \quad (4)$$

а для $\Delta R = 1,6$ фм и 1 фм сумма в (4) равна, соответственно 0,94 и 0,41 и стремится к нулю при $\Delta R \rightarrow 0$ фм.

Скорость распада n -экситонного состояния через (l,m) моду эмиссии альфа-кластера записывается в данном подходе соотношением:

$$W(n,l,m,E_\alpha) = \frac{2S_\alpha + 1}{F_{1,m}(E_\alpha) \omega(p-1, h, U)^\hbar} \mu_\alpha E_\alpha \sigma_{inv}(E_\alpha) \varphi(\Delta R) \omega(p, h, E) \quad (5)$$

где сохранены обозначения работы [6].

Выражение (5) отличается от соответствующей формулы (2.19) работы [6] тем, что зависимость $F_{1,m}(E_\alpha)$ от параметра ΔR здесь представлена в явном виде фактором $\varphi(\Delta R)$, при этом значения $F_{1,m}(E_\alpha)$ в (5) соответствуют предельному случаю $\Delta R \gg r_\alpha$ (рис.1).

Анализ экспериментальных данных по спектрам эмиссии альфа-частиц в реакциях (n, α) при энергиях протонов от 29 до 62 МэВ на ядрах ^{54}Fe и $^{118, 120}\text{Sn}$, выполненный авторами [6], показывает удовлетворительное согласие между экспериментом и расчетными спектрами при значении параметра $\Delta R=1$ фм, что соответствует $\varphi(\Delta R)=0,4$ в выражении (5).

При этом, однако, следует обратить внимание на некоторые особенности используемого метода.

Прежде всего отметим, что при вычислении форм-факторов $F_{l,m}(E_\alpha)$ в [6] в качестве частиц составляющих кластер рассматривались нуклоны безотносительно к их типу. Таким образом, коэффициенты $F_{l,m}(E_\alpha)$ определяют только количественный состав кластера и энергетическое положение составляющих его нуклонов относительно уровня Ферми.

Модификация уравнения (5), позволяющая учесть нейтрон-протонные различия при формировании эмитируемого из составной системы кластера, была выполнена в работе [10] путем замены в (5) выражений для плотности квазичастичных состояний $\omega(p-1, h, U)$ и $\omega(p, h, E)$, полученных в однофермионном приближении с плотностью одночастичных состояний g на формулы, полученные в двухфермионном подходе [11] с плотностями одночастичных состояний g_ν и g_π , соответственно, нейтронной и протонной компонент. Искомый фактор может быть представлен в наиболее удобном и простом виде, если предположить, что $g_\nu = K_\nu g$ и $g_\pi = K_\pi g$, где K_ν и K_π - некоторые константы (обычно принимают $K_\nu = K_\pi = 1/2$). Тогда плотность квазичастичных состояний двухкомпонентного ферми-газа может быть представлена в виде [11]:

$$\omega(\nu, \pi, E) = \frac{g (gE)^{h-1}}{K_\nu^{\nu+\bar{\nu}} K_\pi^{\pi+\bar{\pi}} \nu! \bar{\nu}! \pi! \bar{\pi}!}, \quad (6)$$

где $\nu, \bar{\nu}, \pi$ и $\bar{\pi}$ - число частиц и дырок, соответственно, нейтронного и протонного типов и

$$p = \nu + \pi, \quad h = \bar{\nu} + \bar{\pi}, \quad n = p + h. \quad (7)$$

Соотношение (6) можно преобразовать к виду:

$$\omega(\nu, \pi, E) = K(\nu, \pi) \omega(p, h, E), \quad (8)$$

$$\text{где: } K(\nu, \pi) = p! h! / K_\nu^{\nu+\bar{\nu}} K_\pi^{\pi+\bar{\pi}} \nu! \bar{\nu}! \pi! \bar{\pi}!. \quad (9)$$

Суммируя (8) по всем разрешенным в остаточной и составной системах конфигурациям с соблюдением условий (7), получим:

$$\omega'(p-1, h, U) = \omega(p-1, h, U) \sum_{N_R} K(\nu, \pi, l, m), \quad (10)$$

$$\omega'(p, h, E) = \omega(p, h, E) \sum_{N_C} K(\nu, \pi), \quad (11)$$

Где индексы N_R и N_C пробегает все разрешенные конфигурации, соответственно,

в остаточной и составной системах.

Подставляя (10) и (11) в (5), получим:

$$W(n, l, m, E_\alpha) = \frac{2s_\alpha + 1}{\pi^2 h^3} \mu_\alpha E_\alpha \sigma_{inv}(E_\alpha) \varphi(\Delta R) F_{l, m}(E_\alpha) \frac{K_R(p, h, l, m) \omega(p-1, h, U)}{K_C(p, h) \omega(p, h, E)} \quad (12)$$

где:

$$K_R(p, h, l, m) = \sum_{N_R} K(\nu, \pi, l, m) \quad (13)$$

$$K_C(p, h) = \sum_{N_C} K(\nu, \pi). \quad (14)$$

Коэффициенты $K_R(p, h, l, m)$ и $K_C(p, h)$ могут быть легко рассчитаны для любой (l, m) моды кластеризации в (p, h) состоянии. В таблице приведены численные значения этих коэффициентов до $n=21$, рассчитанные в предположении, что $K_\nu = K_\pi = 1/2$.

Таблица численных значений коэффициентов K_C , K_ν , K_π и K_α

n	p	h	K_C	K_ν	K_π	K_α (1,3)	K_α (2,2)	K_α (3,1)	K_α (4,0)
3	2	1	0.375	0.500	0.250	0.500	0.750	0.000	0.000
5	3	2	0.312	0.375	0.250	0.507	0.812	0.750	0.000
7	4	3	0.273	0.312	0.234	0.480	0.781	0.625	0.375
9	5	4	0.246	0.273	0.218	0.447	0.726	0.546	0.312
11	6	5	0.225	0.246	0.205	0.418	0.673	0.492	0.273
13	7	6	0.209	0.225	0.193	0.392	0.627	0.451	0.246
15	8	7	0.196	0.209	0.183	0.370	0.588	0.418	0.225
17	9	8	0.185	0.196	0.174	0.352	0.556	0.392	0.209
19	10	9	0.176	0.185	0.166	0.336	0.528	0.370	0.196
21	11	10	0.168	0.176	0.160	0.322	0.504	0.352	0.185

На рис. 2 и 3 приведено сравнение экспериментальных и рассчитанных с использованием соотношения (12) спектров эмиссии альфа-частиц. Как видно из рисунков, согласия эксперимента и расчета удается достичь при значении $\varphi(\Delta R) \approx 0,1$.

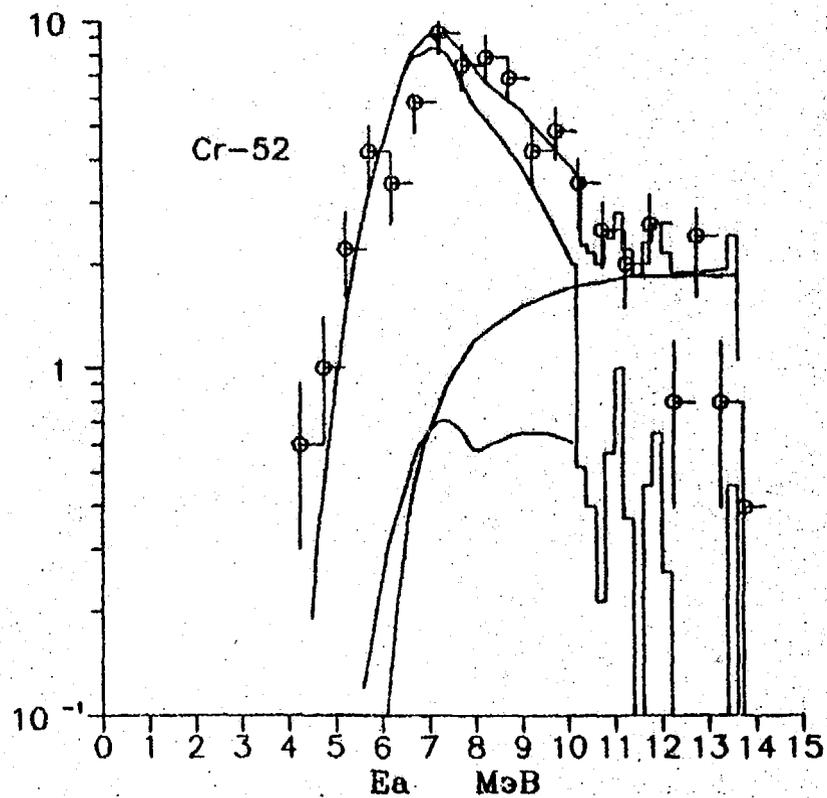


Рис. 2. Спектр α -частиц из реакции $^{50}\text{Cr}(n, \alpha)$ при $E_n \approx 15$ МэВ:
 о - эксперимент [18]; расчетные кривые: 1 - предравновесный спектр, 2 - оцененный вклад прямого механизма; 3 - сумма равновесного и предравновесного вкладов, 4 - сумма равновесного, предравновесного и прямого вкладов

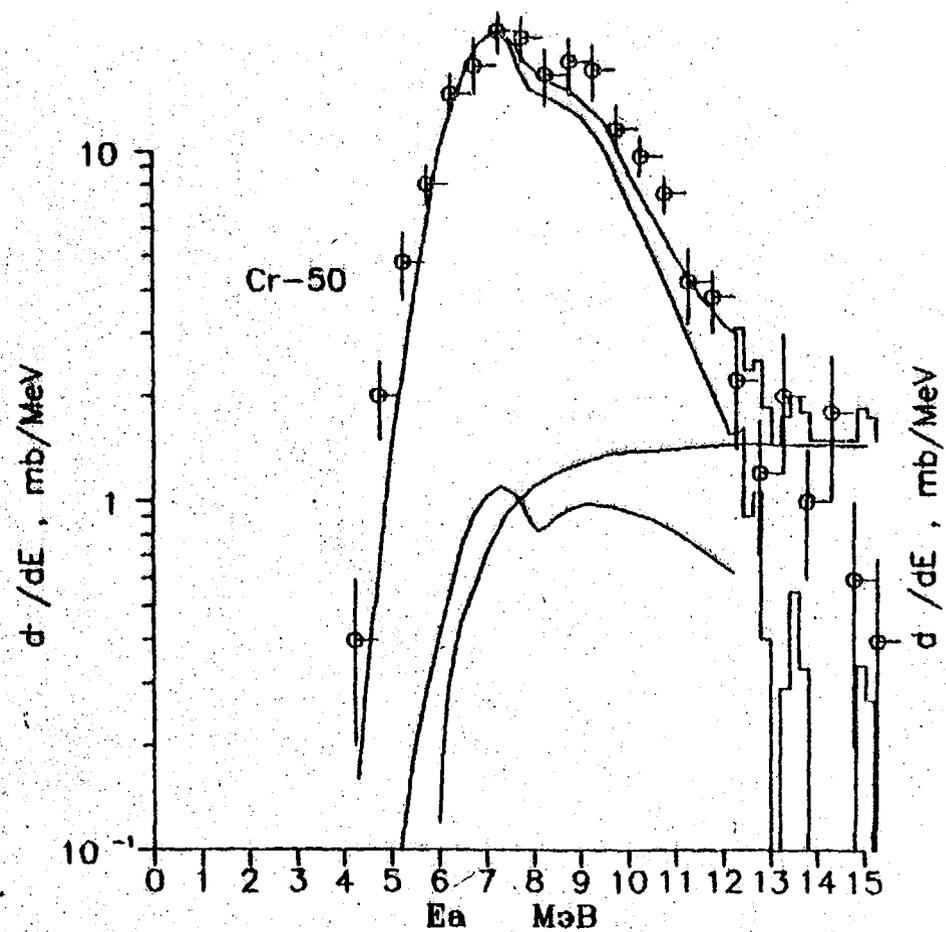


Рис. 3. Спектр α -частиц из реакции $^{52}\text{Cr}(n, \alpha)$ при $E_n \approx 15$ МэВ.
 Обозначения как на рис. 2

Кроме этого хотелось бы отметить следующее:

1. Учет нейтрон-протонных различий в предравновесном компоненте приводит к появлению структуры в спектре предравновесных альфа-частиц по форме повторяющей структуру в области максимальных значений экспериментальных спектров ($E_\alpha \approx 7-9$ МэВ), что благоприятно сказывается на общем согласии эксперимента и расчета.

2. Не удается в рамках рассматриваемой модели добиться согласия экспериментального и расчетного спектров в области жестких альфа-частиц, особенно в дискретной области спектра ($E_\alpha \approx 12-15$ МэВ). Увеличение вклада предравновесных альфа-частиц за счет увеличения, например, параметра $\varphi(\Delta R)$ наряду с некоторым улучшением описания средней части спектра ($E_\alpha \approx 10$ МэВ) приводит к одновременному ухудшению согласия эксперимента и расчета в области максимума спектра и не сказывается в дискретной области ($E_\alpha \approx 12-15$ МэВ).

Прямой механизм в реакции (n, α)

Из приведенных на рис. 2 и 3 данных видно, что в расчетах не описывается жесткая часть спектров. Как показано в работе [10], это расхождение может быть устранено, если предположить, что в данной области спектров имеется значительный вклад прямого механизма реакции. Интегральный вклад прямых процессов в сечение эмиссии альфа-частиц оценивался нами в соответствии с [10] по эмпирической формуле:

$$\sigma_{\text{пр}}(E_\alpha) = [d\sigma/dE_\alpha]_{\text{набл}} (U - E_{\alpha 0}), \quad (15)$$

где: $\sigma_{\text{пр}}(E_\alpha)$ - интегральный вклад прямых процессов, $[d\sigma/dE_\alpha]_{\text{набл}}$ - наблюдаемое дифференциальное сечение (n, α) -реакции в области жесткой части спектра альфа-частиц при $E_\alpha \approx 15$ МэВ, $E_{\alpha 0}$ - эффективная граничная энергия и U - максимальная энергия возбуждения остаточного ядра.

Как показано в [10], значение величины $[d\sigma/dE_\alpha]_{\text{набл}}$ может быть оценено в пределах 0,5-1,5 мб/МэВ, а для параметра $E_{\alpha 0}$ достаточно выбрать значение 6-7 МэВ.

Из данных, представленных на рис. 2 и 3 видно, что в рамках развиваемого подхода удается адекватно описать весь спектр.

Выбор параметров оптической модели для расчета сечений обратных реакций

Известно, что при расчетах сечений ядерных реакций по статистической модели [12] определяющими параметрами являются плотность уровней ядер, сечение поглощения налетающей частицы ядром-мишенью и сечения обратных

реакций. Развитые систематики параметров плотности уровней [13] позволяют в настоящее время достаточно надежно предсказывать величину плотности уровней. Сечения поглощения и обратной реакции обычно рассчитывают по оптической модели с некоторым потенциалом [14]. Параметры оптического потенциала выбираются из условия наилучшего описания экспериментальных данных по рассеянию частиц ядрами, находящимися в основном состоянии. Ясно, что такая процедура, вообще говоря, не является корректной в отношении сечений обратных реакций, а использование рассчитанных по оптической модели сечений поглощения в качестве сечений обратных реакций, может привести к неправильному описанию сечений и спектров частиц. Так в работах [15] отмечался факт систематического различия в мягкой области экспериментальных и расчетных спектров эмиссии альфа-частиц. Изучение этого эффекта показало, что такое расхождение не могло быть вызвано погрешностью определения плотности уровней или некорректным выбором оптического потенциала для расчета коэффициентов проницаемости в альфа-канале реакции.

На рис. 4 в качестве примера приведено сравнение с экспериментальными данными сечений поглощения альфа-частиц $\sigma_{abs}(E_\alpha)$, вычисленных по оптической модели со стандартными потенциалами и сечением $\sigma_{inv}(E_\alpha)$, необходимым для адекватного описания спектров эмиссии альфа-частиц при энергии налетающих нейтронов $E_n \approx 15$ МэВ. Из рисунка видно, что при низких энергиях альфа-частиц величина $\sigma_{inv}(E_\alpha)$ значительно отличается и от экспериментальных данных по поглощению альфа-частиц и от всех расчетных кривых.

Авторы работ [15] интерпретировали этот факт как необходимость модификации коэффициентов проницаемости α -частиц, обусловленную уменьшением высоты кулоновского барьера возбужденных ядер.

Изменение барьера моделировалось в [15] путем увеличения на 30-50% значения параметра диффузности a_R действительной части оптического потенциала Макфаддена и Сэчлера [16] при энергиях альфа-частиц E_α ниже кулоновского барьера. Для энергетической области выше кулоновского барьера было принято исходное значение параметра a_R , а в промежуточной области эти значения плавно сшивались согласно соотношению:

$$a_R(E_\alpha) = a_R^o + \frac{a_R^* - a_R^o}{1 + \exp\left[\frac{E_\alpha - E_{\alpha o}}{\Delta E}\right]}, \quad (16)$$

где a_R^* и a_R^o - увеличенное и исходное значения параметра a_R , $E_{\alpha o}$ - параметр, по смыслу эквивалентный высоте кулоновского барьера и ΔE - параметр, характеризующий область сшивки. На рис. 5 на примере спектра альфа-частиц из реакции (n, α) при энергии налетающих нейтронов $E_n \approx 15$ МэВ показано влияние

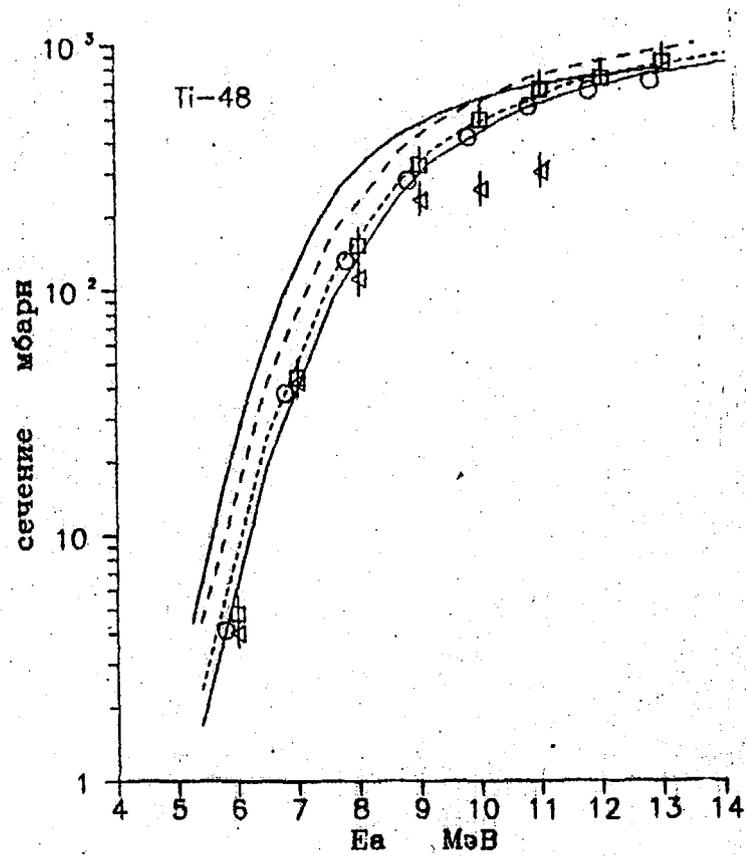


Рис. 4. Сечения поглощения α -частиц.
 Эксперимент: Δ - [19], \circ - [20], \square - [20].
 Расчетные кривые: нижняя сплошная - по
 потенциалу из [16], верхняя сплошная - [17],
 пунктир - [21], штриховая - [22]

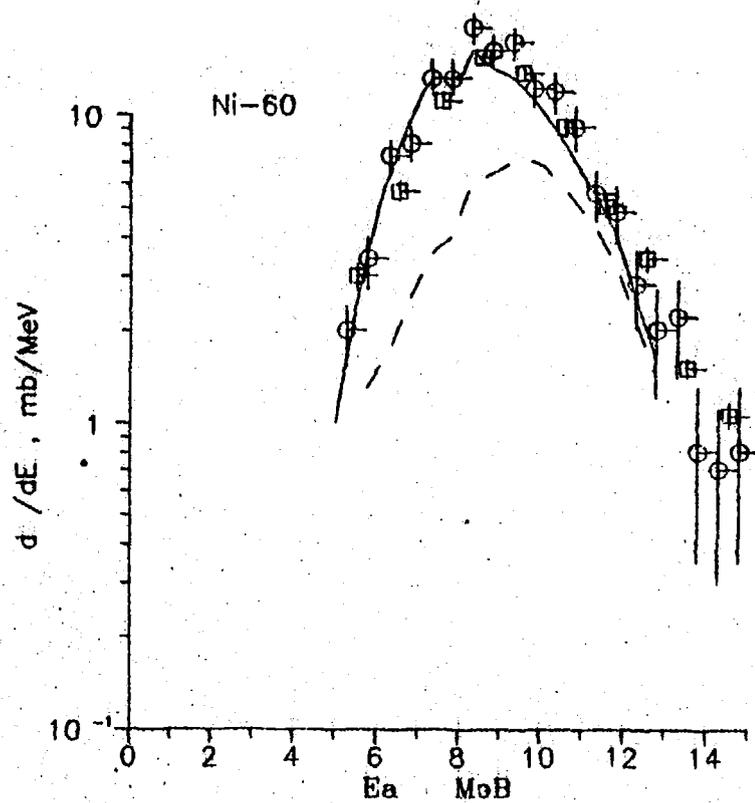


Рис. 5. Спектр α -частиц из реакции $^{60}\text{Ni}(n, \alpha)$
 при $E_n \approx 15$ МэВ.
 Эксперимент: \circ - [18], \square - [23]. Расчетные
 кривые: сплошная - с потенциалом из [17],
 штриховая - с потенциалом из [16]

уменьшения эффективного барьера на качество описания экспериментальных данных в мягкой области спектра. Здесь необходимо отметить, что величина наблюдаемого эффекта не зависит от применяемой модели плотности уровней (при условии согласованной тестировки параметров этих моделей по экспериментальным данным).

Однако, полученная в работах [15] энергетическая зависимость $\sigma_{inv}(E_\alpha)$ имеет существенное ограничение, т.к. она определена при одном значении энергии налетающих частиц и, следовательно, для единственного соотношения между энергией вылетающих альфа-частиц E_α и энергией возбуждения остаточного ядра U_Γ :

$$U_\Gamma = E_n \frac{\mu}{m} + Q_{n,\alpha} - E_\alpha, \quad (17)$$

где: μ - приведенная масса и m - масса нейтрона,

$Q_{n,\alpha}$ - энергия реакции.

Как показано в работе [17], при возрастании E_n увеличивается отличие сечения обратной реакции от сечения поглощения α -частиц. Таким образом, при оценке функций возбуждения или спектров эмиссии частиц при различных энергиях налетающих частиц необходимо знать поведение сечения обратной реакции при разных численных соотношениях между U_Γ и E_α , связанных формулой (17). Для этого мы использовали метод расчета коэффициентов проницаемости, зависящих как от E_α , так и от U_Γ , предложенный в [17].

На рис. 6 и 7 представлено сравнение экспериментальных спектров эмиссии альфа-частиц в реакции $^{60}\text{Ni}(n,\alpha)$ при энергиях нейтронов $E_n=9,4$ и 11 МэВ с теоретическими, при вычислении которых использовались различные коэффициенты проницаемости.

Заключение

В данной работе обсуждаются результаты оценки спектров эмиссии частиц в нейтронных реакциях (n,p) , (n,α) , $(n,2n)$, $(n,p\bar{p})$ и $(n,p\bar{\alpha})$ на изотопах хрома, железа и никеля, выполненной авторами в развиваемом ими подходе. Оцененные данные представлены в формате ENDF/B с шагом 1 МэВ по энергии налетающих нейтронов от порога соответствующей реакции до 20 МэВ и включены во вторую версию отечественной библиотеки БРОНД.

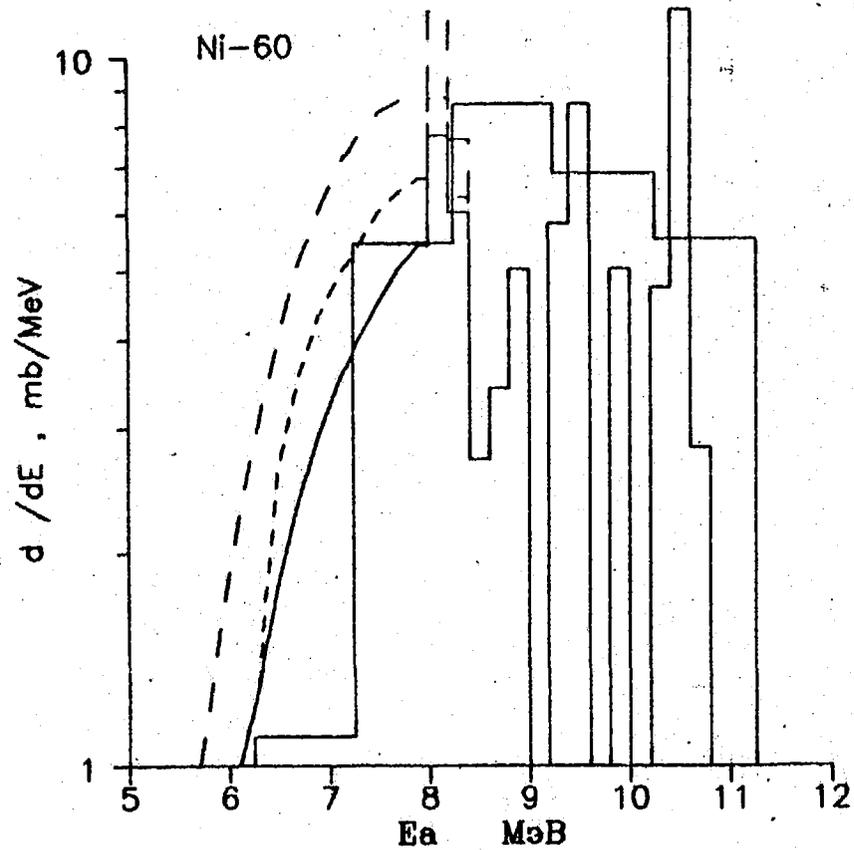


Рис. 6. Спектр α -частиц из реакции $^{60}\text{Ni}(n, \alpha)$ при $E_n \approx 9,4$ МэВ.

Гистограмма 1 - эксперимент [24]. Расчетные кривые: сплошная - с потенциалом из [16], штриховая - с потенциалом из [15], пунктир - с потенциалом из [16]

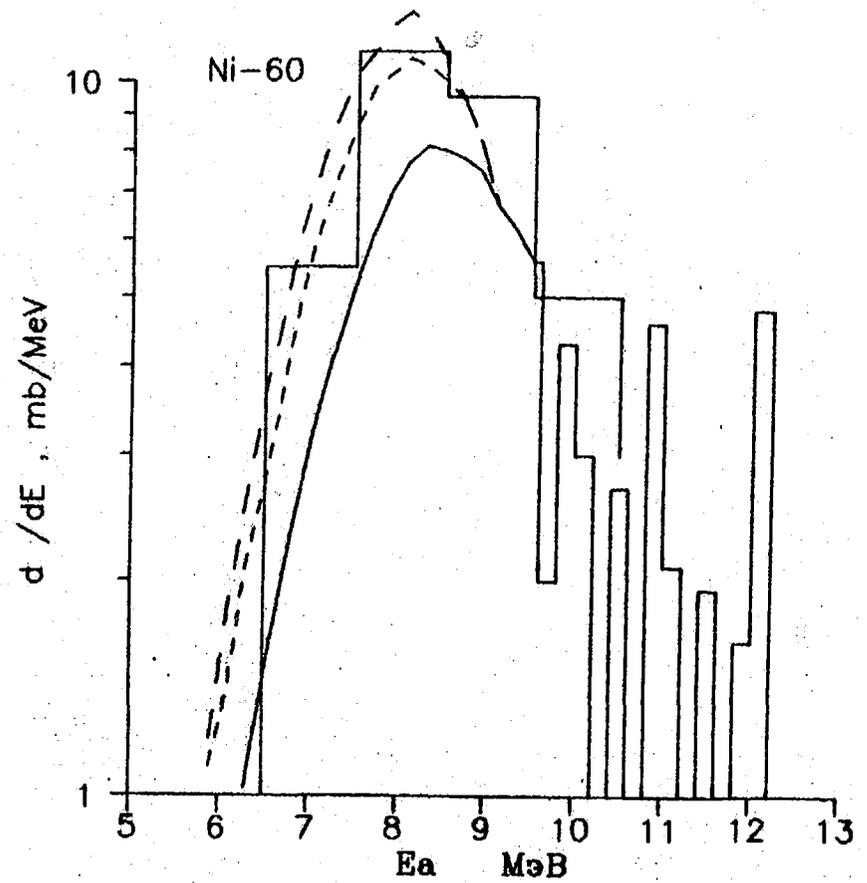


Рис. 7. Спектр α -частиц из реакции $^{60}\text{Ni}(n, \alpha)$ при $E_n \approx 12$ МэВ.

Обозначения как на рис. 6

Список литературы

1. Young P.G. "Application of Nuclear Models to Neutron Nuclear Cross-Section Calculations", Proc. Int. Conf. Nuclear Data for Science and Technology, Antwerpen, Belgium, September 6-10, 1982, p.506, IAEA (1983).
2. Игнатюк А.В., Лунев В.П., Проняев В.Г. //Известия АН СССР, Сер. физическая, 1975, т.39, с.2144.
Feshbach H., Kerman A., Koonin S. //Ann. Phys.(N.Y.), 1980, v.125, p.429.
3. Kalbach C. //Z. Phys., 1977, v.A283, p.401.
4. Gadioly E., Gadioly Erba E., Hogan J.J. //Phys. Rev., 1977, v.C16, p.1404.
5. Ribansky I., Oblozinsky P. //Phys. Lett., 1973, v.B45, p.318.
6. Iwamoto A., Harada K. //Phys. Rev., 1982, v.C26, p.1821.
7. Блохин А.И., Игнатюк А.В., Пашенко А.Б. и др., //Известия АН СССР. Сер. физическая, 1985, т.49, с.962.
8. Kalbach C. //Nucl. Phys., 1973, v.A210, p.590.
9. Grudzevich O.T., Ignatjuk A.V., Manokhin V.N. et al. /Proc. IAEA Research Coord. Meeting on "Method for the Neut. Data for Structural Materials.", Bologna, Italy, 7-10 October, p.61, 1986.
10. Зеленецкий А.В., Игнатюк А.В., Пашенко А.Б. // Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Ядерные константы, Москва, 1990.
11. Williams F.S. //Nucl. Phys., 1971, v.A166, p.231.
12. Hauser W. and Feshbach H. The inelastic scattering of neutrons //Phys. Rev., 1952, v.87, p.366.
Moldauer P.A. Statistical Theory and Nuclear Collision Cross Sections //Phys. Rev., 1964, v.135, p.B642.
13. Грудзевич О.Т., Игнатюк А.В., Пляскин В.И.
Согласованная систематика плотности уровней средних и тяжелых ядер. /Материалы Международной конференции по нейтронной физике. Киев, сентябрь 1987, ЦНИИАтоминформ, М., 1988, т.2, с.96.
14. Ходгсон П.Е. Оптическая модель рассеяния. М.: Атомиздат, 1966.

15. Бычков В.М., Зеленецкий А.В., Пашенко А.Б. /Материалы Международной конференции по нейтронной физике, Киев, сентябрь 1987, ЦНИИАтоминформ, М., 1988, т.2, с.102.
Bychkov V.M., Grudzevich O.T., Zelenetskiy A.V. et al, Absorption Cross Sections of Charged Particles by Nuclei in the Ground and Excited State. Int.Conf. on "Nuclear Data for Science and Technology", Mito, Japan, 1988, 1221.
16. McFadden L. and Satchler G.R. //Nucl. Phys., 1966, v.84, p.177.
17. Зеленецкий А.В., Игнатюк А.В., Пашенко А.Б. //Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Ядерные константы, Москва, 1990.
18. Grimes S.M., Haight R.C., Alvar K.R. et al //Phys. Rev., 1979, v.C19, p.2127.
19. Iguchi A., Tanaka S., Amano A. //J., At. Soc. Jpn., 1960, v.2, p.682.
20. Vonach H., Haight R.C., Winkler G. //Phys. Rev., 1983, v.C28, p.2278.
21. Trombik W. et al //Phys. Rev., 1974, v.c9, p.5
22. Huisinga I.R. and Igo G. //Nucl. Phys., 1962, v.29, p.462.
23. Fischer R., Traxler G., Uhl M. et al //Phys. Rev., 1984, v.C30, p.72.
24. Graham S.L., Ahmad M., Grimes S.M. et al //Nucl. Sci. Eng., 1987, v.95, p.60.

Статья поступила в редакцию 02.01.90 г.

УДК 621.039.51

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО-РАСЧЕТНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ОТНОШЕНИЙ
СЕЧЕНИЙ ШИРОКОГО НАБОРА НУКЛИДОВ В РЕАКТОРЕ БР-1

А. В. Звонарев, В. А. Колыженков, В. Г. Лифоров, Г. Н. Мантуров,
О. В. Матвеев, И. М. Прошин, Ю. С. Хомяков, А. М. Цибуля

Физико-энергетический институт, Обнинск

EXPERIMENTAL AND CALCULATIONAL INVESTIGATIONS OF AVERAGE CROSS SECTION RATIOS FOR WIDE SET OF NUCLEI IN THE BR-1 REACTOR FIELD. The material more than 30 years under investigations on the fast neutrons reactor BR-1 by measurements of a cross section reactions ratio are presented. Experimental results are compared with calculated ones obtained using different versions for neutron cross sections.

Более чем за 30 лет проведения экспериментальных работ на реакторе на быстрых нейтронах БР-1 [1] был накоплен большой материал по отношениям сечений реакций. Анализ всей полученной информации представляет значительный интерес с точки зрения проверки ядерных констант и методов расчета. Была проведена работа по сбору и обработке экспериментальных данных. При обработке данных встал вопрос о сравнимости результатов, полученных на сборках разного состава и геометрии. Сборка БР-1-22, существующая в настоящее время, была собрана в 1978 г. и с тех пор не менялась. Принципиальная ее схема приведена на рис. 1.

Основное отличие последней сборки от более ранних заключается в изменении конструкции верхнего торцевого отражателя, увеличении размеров нижнего торцевого отражателя и активной зоны, а также расположении последней относительно органов регулирования. Сборки, на которых были получены экспериментальные результаты до 1978 г., отличались друг от друга конструкцией и составом бокового отражателя, а также количеством ТВЭЛ в активной зоне. Как показали расчеты, такие видоизменения конструкции не приводили к существенному изменению спектра нейтронов в центральном экспериментальном канале. Поэтому экспериментальные результаты, полученные на других сборках, были приведены к условиям сборки БР-1-22 с помощью расчетной поправки, величина которой не превышала 10%.

Сравнение полученных результатов показало, что для ряда реакций существует достаточно большой разброс данных, не позволяющий сделать однозначные выводы. Тем самым была выявлена необходимость в новых экспериментальных исследованиях, тем более что современные методики в сравнении со старыми во многом более совершенны. В результате был предпринят новый цикл экспериментальных работ для гораздо более широкого набора реакций. При этом впервые на БР-1 был измерен ряд сечений реакций трансактинидов, проведены измерения сечений реакций, часто используемых при анализе спектров нейтронов. Последнее позволяет проанализировать спектр нейтронов в центре БР-1 и сделать более определенными выводы о качестве используемых в настоящее время в расчетах реакторов групповых констант. Были также измерены сечения некоторых реакций для конструкционных материалов.

Описание эксперимента

Основной объем экспериментальной информации был получен методом активационных детекторов с использованием полупроводникового γ -спектрометра. Большинство детекторов были изготовлены из обогащенных по исследуемому изотопу материалов. Используя предварительный расчет сечений нейтронных реакций исследуемых изотопов, веса образцов были подобраны таким образом, чтобы излучение всех образцов создавало приблизительно одинаковую загрузку измерительного тракта. После взвешивания образцы упаковывались в алюминиевые контейнеры с толщиной стенки 0,2 мм. Облучение проводилось в центральном экспериментальном канале реактора БР-1. Одновременно облучались несколько образцов совместно с образцами из урана-235 в течение 1-10 ч. Флюенс нейтронов составлял $(2-20) \cdot 10^{14}$ н/см².

Поправка на различие нейтронного потока в местах расположения образцов не превышала 5%. Для определения этой поправки в специальном опыте по скорости реакции $^{235}\text{U}(n, f)$ было измерено аксиальное распределение потока нейтронов в экспериментальном канале.

Измерения гамма-спектров образцов выполнялись в одинаковой геометрии Ge(Li)-детектором с объемом чувствительной области 63 см³ и разрешением 2,5 кэВ для энергии $E_\gamma = 1332$ кэВ. Набор информации проводился с помощью анализатора LP-4900. Спектры обрабатывались на ЭВМ СМ-1420 с помощью программы "PUSH". Для определения отношений сечений использовалась следующая расчетная формула:

$$\frac{\sigma^l(n, x)}{\sigma(n, f)} = \frac{A_l}{A_5} \frac{\epsilon_5}{\epsilon_l} \frac{\gamma_5}{\gamma_l} \frac{N_5}{N_l} \frac{K_5}{K_l} \frac{I_5^m \Phi_5}{I_l^m \Phi_l}$$

где A_{ϵ} и A_5 - площади фотопиков гамма-линий, по которым определялись скорости реакций (n, x) на ϵ -том изотопе и (n, f) на уране-235.

ϵ_{ϵ} и ϵ_5 - абсолютные эффективности регистрации измеряемых гамма-линий;

γ_{ϵ} и γ_5 - абсолютные интенсивности измеряемых гамма-линий;

N_{ϵ} и N_5 - числа ядер элемента в ϵ -том образце и образце урана-235;

K_{ϵ} и K_5 - коэффициенты поглощения гамма-квантов в материале образцов;

Γ_5^m и Γ_{ϵ}^m - абсолютные выходы осколка, применявшегося в качестве монитора реакции (n, f) на уране-235, и изотопе ϵ ; в случае измерения скорости реакции (n, x) , отличной от деления (т.е. $x \neq f$) $\Gamma_{\epsilon}^m = 1$;

Φ_5 / Φ_{ϵ} - отношение потоков нейтронов в точках облучения образцов ϵ -го изотопа и урана-235;

$T(t)$ - коэффициент, учитывающий время облучения и время выдержки.

Для определения эффективности регистрации γ -квантов полупроводниковым детектором использовался набор стандартных гамма-источников ОСГИ-3М. В измеренную активность вводились необходимые поправки на изменение геометрии измерений из-за разной толщины образцов и на поглощение гамма-излучения внутри образца. Обе поправки не превышали 3%.

В качестве мониторов реакции (n, f) применялись три осколка деления ^{140}La , ^{143}Ce , ^{97}Zr . Значения ядерно-физических констант, необходимых для обработки эксперимента, брались из работ [2, 3].

Для измерений отношений сечений деления ряда изотопов применялся метод твердотельных трековых детекторов (ТТД). Экспериментальное устройство, включающее в себя ТТД (натрий-силикатное стекло) и калиброванный слой делящегося изотопа, состояло из алюминиевого цилиндра и коллиматора, помещенного между ТТД и калиброванным слоем. Калиброванные слои делящихся изотопов изготавливались в Радиовом институте им. Хлопина В. Г., имели высокие обогащения (>99,9%) по основному изотопу и погрешность определения количества ядер 2%. Полученные следы на ТТД от осколков деления растравливались в плавиковой кислоте до размеров, которые четко видны в микроскоп при увеличении в 100-150 раз. Подсчет количества треков производился на автоматическом сканирующем микроскопе. Для повышения статистической точности счет производился 10-15 раз. Периодически оператором делались контрольные визуальные обсчеты с помощью микроскопа БИОЛАМ.

Новые экспериментальные результаты за единственным исключением (о нем ниже) не противоречат ранее полученным данным и приведены в табл. 1, 2.

Расчетный анализ экспериментов

Расчет спектра нейтронов в центре сборки БР-1-22 проводился в многогрупповом приближении по программам: трехмерной ММКГК (на основе метода Монте-Карло) [4], двумерной ДОТ и одномерной КРАБ-1 с использованием константного обеспечения АРАМАКО с константами БНАБ-78 [5]. Результаты расчетов спектра по всем программам хорошо согласуются. С помощью программ ММКГК и ДОТ была также проведена оценка влияния экспериментального канала на спектр в центре сборки. Результаты расчетов показали, что это влияние несущественно. Это дает основание для обсчета экспериментов в одномерной геометрии. Отношения средних сечений реакций к сечению деления урана-235 на спектре БР-1-22 рассчитывались с использованием вновь разрабатываемой системы констант БНАБ-90, базирующейся на библиотеке файлов оцененных нейтронных данных [6]. Применялись также данные библиотек: БОСПОР-80 [7], ENDF/B-IV и ENDF/B-V, JENDL-1 и JENDL-2. Расчетное моделирование эксперимента на более ранних сборках [1] проводилось в одномерной геометрии в S_{16} -приближении. Были рассчитаны отношения спектральных индексов в центре этихборок к значениям этих же индексов, рассчитанных для сборки БР-1-22. С помощью этих отношений результаты экспериментов, выполненных на различных сборках, "переносились" на сборку БР-1-22, о чем говорилось выше.

Для корректного дальнейшего анализа расчетно-экспериментальных результатов была сделана оценка погрешностей расчета групповых спектров нейтронов и средних сечений реакций. Матрица погрешностей расчета групповых потоков нейтронов за счет неопределенностей констант рассчитывалась в соответствии с формулой:

$$V_{\phi} = N W_{\sigma} N^T,$$

где W_{σ} - ковариационная матрица погрешностей групповых сечений [5], а N - матрица чувствительностей групповых спектров к сечениям.

Ковариационная матрица погрешностей расчета средних сечений складывается из двух матриц: первая описывает погрешности за счет неопределенностей в групповых потоках, вторая - за счет неопределенностей в сечениях реакций. Матрица погрешностей групповых спектров V_{ϕ} должна содержать также методическую составляющую погрешности расчета. Оценка этой составляющей погрешности может быть сделана из сравнения результатов расчетов, выполненных в различных геометрических моделях с применением различных методов решения уравнения переноса, по программам ММКГК, ДОТ, КРАБ-1. Ввиду хорошего согласия результатов расчетов (различия в расчетах групповых спектров не превышают 3%) можно считать, что она мала и существенно меньше константной.

Проведенный анализ показал:

1. Расхождения между расчетом и экспериментом для пороговых реакций имеют закономерный характер и возрастают с повышением порога реакции. Иллюстрирует это рис. 2, где приведено отношение расчетных и экспериментальных данных по сечениям ряда реакций в зависимости от параметра G_{ι} , который можно было бы назвать "средней" группой

$$G_{\iota} = \frac{\sum g \sigma_{\iota}^g \phi^g}{\sum \sigma_{\iota}^g \phi^g} \quad (\iota - \text{номер реакции}).$$

2. Для многих реакций существенна погрешность в расчете средних сечений, связанная с погрешностями расчетного спектра (для некоторых реакций она в 2-3 раза превышает экспериментальную). Это означает, что для того чтобы полученную экспериментальную информацию можно было использовать для анализа сечений измеренных реакций необходимо откорректировать и уточнить спектр нейтронов. Это было сделано с использованием экспериментальных данных по 16 реакциям. Данные реакции были выбраны для корректировки расчетного спектра по следующим причинам: области чувствительности данных реакций покрывают весь диапазон энергий нейтронов спектра БР-1; по данным реакциям имеются достаточно хорошие данные об их сечениях (нами использовались сечения из дозиметрического файла ENDF/B-V) и, что особенно важно, в нашем распоряжении имелись данные о погрешностях сечений этих реакций [8]. Применяв для корректировки метод наименьших квадратов, можно оценить спектр, наилучшим образом описав экспериментальные данные, а используя данные о погрешностях сечений, оценить его точность. Такая процедура была выполнена. Откорректированный спектр нейтронов в центре БР-1-22 приведен в табл. 3, а на рис. 2 приведены отношения расчетных и экспериментальных данных по 16 реакциям после корректировки спектра. Как видно из табл. 3 в высокоэнергетичной части спектра (группы -1 - 3) имеются существенные расхождения между откорректированным и расчетным спектром. Указанные расхождения скорее всего связаны с погрешностями принимавшихся сечений неупругого рассеяния и спектра нейтронов деления плутония - 239. На откорректированном спектре были окончательно получены расхождения между расчетными и экспериментальными данными. Они приведены в табл. 1 и 2. При расчете использовались сечения реакций БНАБ-90, за исключением случаев помеченных в таблице. Следует отметить, что погрешности, приведенные в табл. 1 и 2, включают в себя экспериментальную погрешность и спектральную составляющую

погрешности расчета средних сечений. Следовательно, в случае появления расхождений, выходящих за рамки указанных погрешностей, причину следует в первую очередь искать в сечениях реакций.

Анализ результатов

Из табл.1 видно, что для сечений реакций трансактинидов наблюдается достаточно хорошее согласие расчетных и экспериментальных данных. Следует обратить внимание на следующее:

В эксперименте получено сечение деления плутония-240, превосходящее расчетную величину на 9%, что составляет три экспериментальные ошибки.

При расчете среднего сечения захвата на уране-236 использовались результаты последней его оценки, основанной на данных работы [9], в то время как результаты расчетов, выполненных на основе более ранних оценок, например, ENDF/B-V, примерно на 45% выше экспериментальной величины.

Расхождение между расчетом и экспериментом для реакции (n, f) на плутонии-239 не выходит за пределы двух ошибок эксперимента, но обращает внимание, что в последних экспериментах получено значение отношения сечения данной реакции к сечению деления урана-235, отличающееся на 8% от результатов, полученных ранее. Это различие существенно, и для его устранения требуется проведение дополнительных исследований. Расхождения между расчетом и экспериментом для реакций, включенных в табл.2, более существенны чем для табл.1.

Отметим здесь следующие моменты:

При расчете средних сечений реакций $(n, 2n)$ и (n, α) на ниобии-93 использовались оцененные суммарные сечения реакций. Как показывают экспериментальные результаты, приведенные в [10], сечения реакций, приводящих к образованию метастабильных состояний ^{92m}Nb и ^{90m}Y , которые измерялись в эксперименте, значительно ниже и не противоречат экспериментальным результатам, полученным на БР-1.

В работе [10] имеются последние экспериментальные данные по микроскопическим сечениям реакций (n, p) и (n, α) на молибдене-92. Они указывают на их занижение в использовавшейся оценке ENDF/B-V и не противоречат результатам, полученным на БР-1.

Аналогичная ситуация наблюдается и для реакции захвата на цирконии-96. Экспериментальные данные, приведенные в [10], указывают на значительное завышение сечений, принятых в оценке JENDL-1. В табл.4 приведены отношения расчетных данных, полученных с использованием сечений из различных библиотек к экспериментальным. Из нее видно, что существуют достаточно большие расхождения между данными различных библиотек.

Таким образом, выполненный анализ показывает, что полученные экспериментальные результаты не противоречат имеющейся в настоящее время информации о микроскопических сечениях и могут быть эффективно использованы для их тестировки и уточнения.

Таблица 1

Отношения сечений реакций к сечению
деления урана-235, для делящихся нуклидов

Реакция	Эксперимент	Расчет
		Эксперимент
$^{232}\text{Th}(n, f)$	$0,0430 \pm 0,0013$	$0,94^{+0,05}$
$^{233}\text{U}(n, f)$	$1,54 \pm 0,03$	$1,00^{+0,02}$
$^{234}\text{U}(n, f)$	$0,790 \pm 0,024$	$0,94^{+0,04}$
$^{236}\text{U}(n, f)$	$0,333 \pm 0,010$	$0,96^{+0,04}$
$^{238}\text{U}(n, f)$	$0,165 \pm 0,005$	$0,99^{+0,04}$
$^{237}\text{Np}(n, f)$	$0,771 \pm 0,023$	$1,04^{+0,04}$
$^{239}\text{Pu}(n, f)$	$1,43 \pm 0,04$	$0,94^{+0,03}$
$^{240}\text{Pu}(n, f)$	$0,877 \pm 0,026$	$0,91^{+0,03}$
$^{241}\text{Pu}(n, f)$	$1,29 \pm 0,04$	$1,02^{+0,03}$
$^{242}\text{Pu}(n, f)$	$0,658 \pm 0,020$	$0,98^{+0,03}$
$^{241}\text{Am}(n, f)$	$0,825 \pm 0,025$	$1,00^{+0,04}$
$^{232}\text{Th}(n, \gamma)$	$0,109 \pm 0,004$	$0,88^{+0,05}$
$^{236}\text{U}(n, \gamma)$	$0,123 \pm 0,006$	$0,87^{+0,07}$
$^{238}\text{U}(n, \gamma)$	$0,077 \pm 0,003$	$1,00^{+0,04}$
$^{237}\text{Np}(n, \gamma)$	$0,240 \pm 0,012$	$1,08^{+0,07}$
$^{232}\text{Th}(n, 2n)$	$0,00924^{+0,0005}$	$1,07^{+0,08}$
$^{238}\text{U}(n, 2n)$	$0,00916^{+0,0005}$	$0,97^{+0,08}$

Таблица 2

Сравнение расчетных и экспериментальных отношений средних сечений нейтронных реакций к сечению деления урана-235

Реакция	Эксперимент	Расчет	Примечание
		эксперимент	
$^{93}\text{Nb} (n, 2n) ^{92\text{m}}\text{Nb}$	$(2,93^{+0,10}) 10^{-4}$	$2,61^{+0,06}$	
$^{27}\text{Al} (n, \alpha) ^{24}\text{Na}$	$(4,3^{+0,2}) 10^{-4}$	$1,01^{+0,06}$	
$^{54}\text{Fe} (n, \alpha) ^{51}\text{Cr}$	$(5,0^{+0,2}) 10^{-4}$	$0,71^{+0,05}$	
$^{59}\text{Co} (n, \alpha) ^{56}\text{Mn}$	$(9,5^{+0,4}) 10^{-4}$	$1,02^{+0,06}$	
$^{92}\text{Mo} (n, \alpha) ^{89}\text{Zr}$	$(5,5^{+0,5}) 10^{-4}$	$0,65^{+0,10}$	ENDF/B-V
$^{93}\text{Nb} (n, \alpha) ^{90\text{m}}\text{Y}$	$(1,59^{+0,09}) 10^{-5}$	$2,23^{+0,07}$	ENDL-78
$^{24}\text{Mg} (n, p) ^{24}\text{Na}$	$(9,0^{+0,4}) 10^{-4}$	$0,84^{+0,06}$	
$^{27}\text{Al} (n, p) ^{27}\text{Mg}$	$0,00221^{+0,00015}$	$0,95^{+0,08}$	
$^{46}\text{Ti} (n, p) ^{46}\text{Sc}$	$0,0066^{+0,0003}$	$0,94^{+0,06}$	ENDF/B-V
$^{47}\text{Ti} (n, p) ^{47}\text{Sc}$	$0,0097^{+0,0005}$	$1,24^{+0,06}$	ENDF/B-V
$^{48}\text{Ti} (n, p) ^{48}\text{Sc}$	$(1,80^{+0,08}) 10^{-4}$	$0,93^{+0,06}$	ENDF/B-V
$^{54}\text{Fe} (n, p) ^{54}\text{Mn}$	$0,0447^{+0,0015}$	$1,01^{+0,05}$	
$^{56}\text{Fe} (n, p) ^{56}\text{Mn}$	$(6,1^{+0,2}) 10^{-4}$	$1,11^{+0,05}$	
$^{58}\text{Ni} (n, p) ^{58}\text{Co}$	$0,055^{+0,003}$	$1,05^{+0,06}$	
$^{59}\text{Co} (n, p) ^{59}\text{Fe}$	$(8,4^{+0,4}) 10^{-4}$	$0,87^{+0,06}$	
$^{92}\text{Mo} (n, p) ^{92\text{m}}\text{Nb}$	$0,00388^{+0,00015}$	$0,51^{+0,05}$	ENDF/B-V
$^{50}\text{Cr} (n, \gamma) ^{51}\text{Cr}$	$0,0057^{+0,0005}$	$0,61^{+0,09}$	
$^{55}\text{Mn} (n, \gamma) ^{56}\text{Mn}$	$0,00297^{+0,00015}$	$1,20^{+0,05}$	
$^{58}\text{Fe} (n, \gamma) ^{59}\text{Fe}$	$0,00228^{+0,00009}$	$1,46^{+0,05}$	
$^{59}\text{Co} (n, \gamma) ^{60}\text{Co}$	$0,0064^{+0,0003}$	$1,24^{+0,05}$	
$^{64}\text{Ni} (n, \gamma) ^{65}\text{Ni}$	$0,00185^{+0,00008}$	$1,45^{+0,05}$	
$^{63}\text{Cu} (n, \gamma) ^{64}\text{Cu}$	$0,0114^{+0,0005}$	$0,95^{+0,05}$	ENDF/B-V
$^{65}\text{Cu} (n, \gamma) ^{66}\text{Cu}$	$0,0076^{+0,0006}$	$1,26^{+0,07}$	JENDL-2
$^{98}\text{Mo} (n, \gamma) ^{99}\text{Mo}$	$0,0193^{+0,0008}$	$1,48^{+0,04}$	
$^{94}\text{Zr} (n, \gamma) ^{95}\text{Zr}$	$0,0064^{+0,0004}$	$1,15^{+0,06}$	JENDL-1
$^{96}\text{Zr} (n, \gamma) ^{97}\text{Zr}$	$0,00306^{+0,00015}$	$7,02^{+0,05}$	JENDL-1
$^{115}\text{In} (n, n') ^{115\text{m}}\text{In}$	$0,102^{+0,006}$	$0,95^{+0,07}$	ENDF/B
$^{197}\text{Au} (n, \gamma) ^{198}\text{Au}$	$0,105^{+0,005}$	$0,93^{+0,05}$	

Таблица 3

Групповой спектр нейтронов в центре БР-1

g	Расчетный спектр	Спектры после корректировки	Погрешность спектра после корректировки %
-1	$1,0 \cdot 10^{-5}$	$1,6 \cdot 10^{-5}$	10
0	$5,0 \cdot 10^{-4}$	$6,97 \cdot 10^{-4}$	6
1	0,0110	0,0137	4
2	0,0554	0,0636	3
3	0,1129	0,1254	3
4	0,1770	0,1794	3
5	0,1650	0,1614	4
6	0,1908	0,1856	4
7	0,1430	0,1370	4
8	0,0834	0,0787	6
9	0,0419	0,0387	7
10	0,0139	0,0118	8
11	0,00490	0,0038	12
12	$2,79 \cdot 10^{-4}$	$2,15 \cdot 10^{-4}$	15

Примечание: верхняя граница 1 -ой группы принята равной 20 МэВ (в системе БНАБ она равна 14,5 МэВ)

Таблица 4

Отношение результатов расчета к экспериментальным данным
для отношений различных сечений реакций к сечению деления
урана-235 при использовании данных из различных библиотек

Реакция	БНАБ-90	ENDF/B	JENDL	БОСПОР
$^{24}\text{Mg}(n, p)$	0,84	-	-	1,05
$^{27}\text{Al}(n, p)$	0,95	1,08	2,91	1,05
$^{27}\text{Al}(n, \alpha)$	1,01	1,00	0,99	1,01
$^{46}\text{Ti}(n, p)$	-	0,94	-	1,11
$^{47}\text{Ti}(n, p)$	-	1,24	-	1,26
$^{48}\text{Ti}(n, p)$	-	0,93	-	0,90
$^{50}\text{Cr}(n, \gamma)$	0,61	-	1,14	-
$^{54}\text{Fe}(n, p)$	1,02	-	0,95	1,02
$^{54}\text{Fe}(n, \alpha)$	0,71	-	1,49	0,74
$^{55}\text{Mn}(n, \gamma)$	1,20	1,53 ^{*)}	1,26	-
$^{56}\text{Fe}(n, p)$	1,12	0,99	1,13	1,08
$^{58}\text{Ni}(n, p)$	1,05	1,02	1,01	1,03
$^{58}\text{Fe}(n, \gamma)$	1,46	0,81	0,58	-
$^{59}\text{Co}(n, \gamma)$	1,24	1,01	0,57	-
$^{59}\text{Co}(n, \alpha)$	1,02	0,93	0,95	0,95
$^{59}\text{Co}(n, p)$	0,88	1,85 ^{*)}	1,85 ^{*)}	0,79
$^{63}\text{Cu}(n, \gamma)$	-	0,95	1,73	-

*) - расчет с использованием ENDF/B-IV.

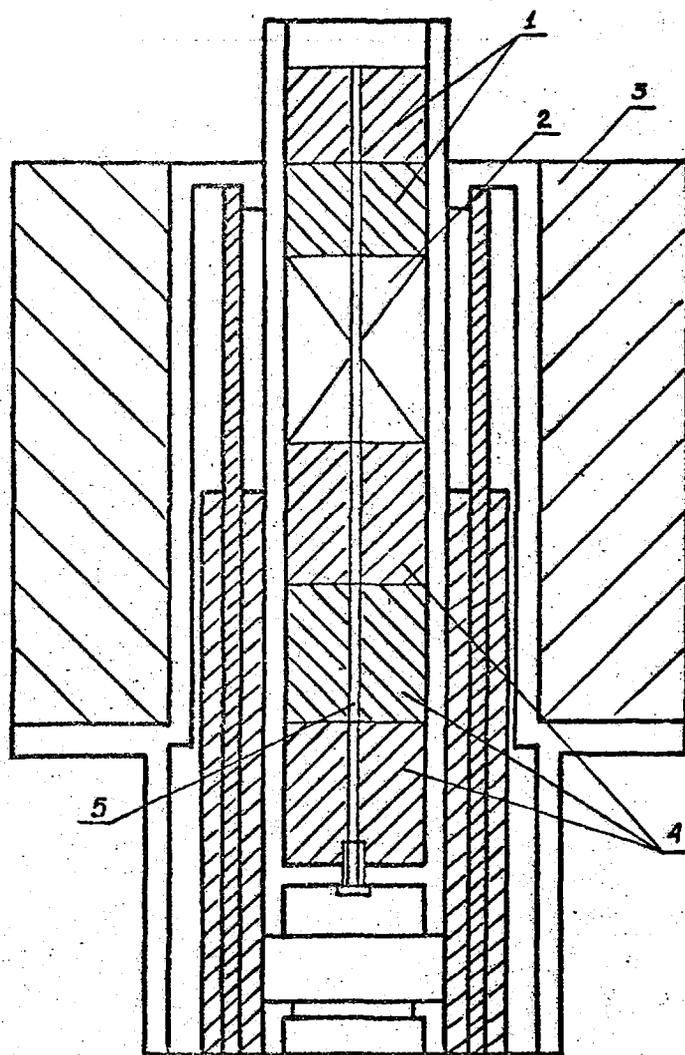


Рис. 1. Принципиальная схема реактора на быстрых нейтронах БР-1 (сборка БР-1- 22) :

- 1 - верхний торцевой отражатель;
- 2 - активная зона;
- 3 - боковой отражатель;
- 4 - нижний торцевой отражатель;
- 5 - экспериментальный канал

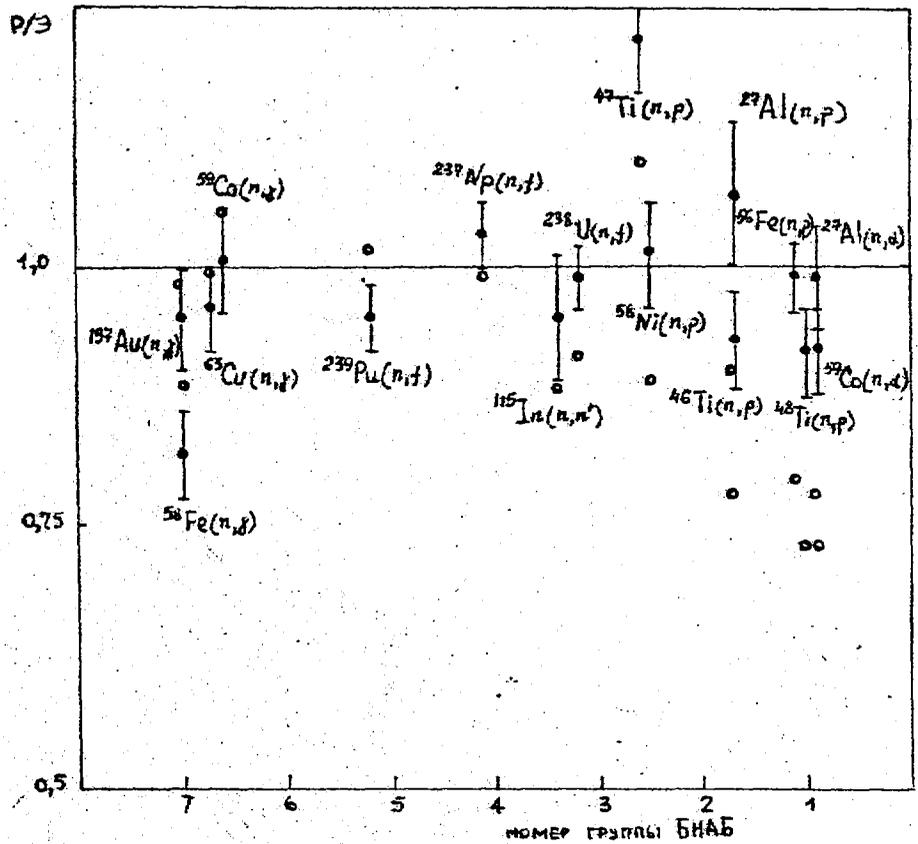


Рис. 2. Отношение расчетных данных к экспериментальным для 16 реакций с использованием различных вариантов расчета нейтронного спектра:
 ○ - расчет по программе КРАБ-1;
 ● - откорректированный спектр

Список литературы

1. Лейпунский А. И., Абрамов А. И., Андреев В. И. и др. Исследования по физике реакторов на быстрых нейтронах. //Атомная энергия, 1958, т.5, с.277-292.
2. Rider B., Meek M. Compilation of fission product yields. NEDO-12154-3(B), 1980.
3. Nuclear Data Sheets, Academic Press, New York .
4. Казакова Л.Б., Камаева О.В., Коробейникова Л.В., Коробейников В.В., Леонтьев В.В., Обчинников А.В., Полевой В.Б. Развитие функциональных возможностей комплекса программ ММКГК для моделирования переноса нейтронов и гамма-квантов. В кн.: Методы Монте-Карло в вычислительной математике и математической физике. Новосибирск: СО АН СССР, 1985, с.114-121.

5. Абагян Л. П., Базазянц Н. О., Николаев М. Н., Цибуля А. М.
Групповые константы для расчета реакторов и защиты.
М., Энергоиздат, 1981.
6. Кощев В. Н., Николаев М. Н. // Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Ядерные константы, 1984, вып. 5(59), с. 16.
7. Бычков В. М., Золотарев К. Н., Пашенко А. Б., Пляскин В. Н.
// Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1981,
вып. 3(42). с. 60.
8. Nolthenius H. J., Zijp W. L. In: Nuclear data for radiation damage
estimates for reactor structure materials: Proc. of an IAEA
Consultants Meeting, Santa Fe, New Mexico, USA, 1985.
9. Macklin R. L., Alexander C. W. Neutron absorption cross section of
uranium-236. ORNL/TM-10999, 1988.
10. Neutron cross sections, Academic Press, New York, 1988, v.2.

Статья поступила в редакцию 10.01.90 г.

ИССЛЕДОВАНИЕ СМЕСЕЙ МУЛЬТИПОЛЕЙ ДЛЯ γ -ПЕРЕХОДОВ
В РЕАКЦИИ $^{122}\text{Te}(n, n'\gamma)$

С. А. Берендаков, Л. И. Говор, А. М. Демидов, И. В. Михайлов

Институт атомной энергии им. И. В. Курчатова, Москва

INVESTIGATION OF MULTIPOLE MIXTURES FOR γ -TRANSITIONS IN THE $^{122}\text{Te}(n, n'\gamma)$ REACTION. Using the reactor fast neutron beam, the γ -spectrum, angular distributions and linear polarization of γ -rays from the $^{122}\text{Te}(n, n'\gamma)$ reaction have been measured. A scheme of ^{122}Te levels and γ -transitions has been constructed. Proceeding from the angular distributions and linear polarization of γ -rays conclusions have been made about the J^π characteristics of the levels; for γ -transitions between the levels with the known J^π multipole mixtures δ have been determined.

Данная работа посвящена исследованию смеси мультиполей γ -переходов ^{122}Te путем измерения угловых распределений и линейной поляризации γ -квантов, возникающих при облучении ^{122}Te быстрыми нейтронами реактора. Информацию об уровнях и γ -переходах ^{122}Te можно найти в обзоре [1]. Изотоп ^{122}Te ранее в реакции $(n, n'\gamma)$ не обследовался.

Методика эксперимента

Спектр, угловое распределение и линейная поляризация γ -квантов, испускаемых в реакции $(n, n'\gamma)$ на ^{122}Te , измерялись на выведенном пучке быстрых нейтронов реактора ИР-8 ИАЭ им. И. Курчатова. Методика эксперимента и обработки экспериментальных данных описывались ранее в работах [2-4]. Пучок нейтронов реактора фильтровался 1 мм Cd, 1 г·см⁻² В₄С, 50 мм урана и сменным фильтром из 1 г·см⁻² ¹⁰В. Расстояние между образцом и детектором составляло 50 см. На пути γ -квантов от образца до детектора был установлен фильтр из 12 см полиэтилена. Образец металлического теллура-122 имел массу 17 г и обогащение 91,2% (содержание других изотопов: ^{120}Te < 0,01%, ^{123}Te - 1,23%, ^{124}Te - 1,91%, ^{125}Te - 0,80%, ^{126}Te - 1,57%, ^{128}Te - 1,91% и ^{130}Te - 1,38%). Германиевые детекторы имели разрешение около 2 кэВ при 1,2 МэВ и эффективность 10%.

Для нахождения угловых распределений γ -спектр ^{122}Te измерялся при углах 90°, 105°, 120°, 135° и 150° относительно нейтронного пучка. Нормировка этих распределений проводилась через известные угловые распределения для некоторых γ -линий (от примесных изотопов, из реакции

(n, γ) и от 0^+-2^+ -переходов). Линейная поляризация γ -квантов измерялась двухкристальным комптоновским поляриметром. Измерения на касательном к активной зоне канале реактора ИР-8, содержащем в 20 раз меньше быстрых нейтронов, позволили идентифицировать γ -кванты из реакции $^{122}\text{Te}(n, \gamma)^{123}\text{Te}$ на резонансных нейтронах.

Экспериментальные результаты

Спектр γ -квантов из реакции $^{122}\text{Te}(n, n'\gamma)$ показан на рис.1. Энергии и относительные интенсивности ≈ 170 γ -линий, выделенных из γ -спектра, приведены в табл.1. Большинство из них ранее не наблюдались. В последней колонке этой таблицы указан уровень, с которого идет данный переход - E_1 . Результаты измерений угловых распределений γ -квантов $W(\theta)$ показаны на рис.2 и даны в табл.2, в которой указаны коэффициенты a_2 и a_4 из представления полиномами Лежандра распределения $W(\theta) = 1 + a_2 P_2(\cos\theta) + a_4 P_4(\cos\theta)$. Получены угловые распределения для 58 γ -переходов. В последней колонке табл.2 даны величины смесей мультиполей - δ . Погрешности и знак δ приведены по системе, принятой Крейном [5]. Для нахождения величины δ экспериментальные угловые распределения сравнивались с теоретическими, рассчитанными по оптико-статистической модели реакции ($n, n'\gamma$). Результаты расчетов представляются в виде δ -эллипсов в координатах a_2 и a_4 . Для расчетов использовалась эффективная энергия налетающих нейтронов, которая превышает энергию уровня на величину $\Delta\bar{E}_n$, слабо зависящую от E_1 при данном J . Величина $\Delta\bar{E}_n$ находилась из сравнения экспериментального углового распределения с рассчитанными для чистых $E2$ -переходов. Примеры δ -эллипсов показаны на рис.3а, б. Такие эллипсы рассчитывались для каждого уровня и γ -перехода с известными характеристиками начального - J_1^π и конечного - J_2^π состояний при учете конкуренции всех других известных уровней. Для уровней 1256,9; 1752,6; 1909,7 и 2040,1 кэВ величины δ для 2^+-2^+ и 4^+-4^+ -переходов могут быть найдены без расчетов по статистической модели реакции ($n, n'\gamma$) путем нахождения заселяемостей магнитных подсостояний этих уровней из угловых распределений для 2^+-0^+ или 4^+-2^+ -переходов. Полученные таким образом значения δ приведены в табл.3. Совпадение в пределах погрешностей величин δ , найденных с привлечением расчетов по оптико-статистической модели реакции ($n, n'\gamma$) - табл.2 и прямым методом - табл.3, подтверждает корректность модельных расчетов.

Результаты измерений линейной поляризации γ -квантов ^{122}Te приведены в табл.4. В этой таблице представлены экспериментально найденные величины поляризации $P_\gamma^{\text{эксп}} = (1-N/R)/(N+R)$, где $N = N_I/N_{II}$ - числа отсчетов в поляриметре, когда плоскость реакции ($n\gamma$ -плоскость) и плоскость рассеяния

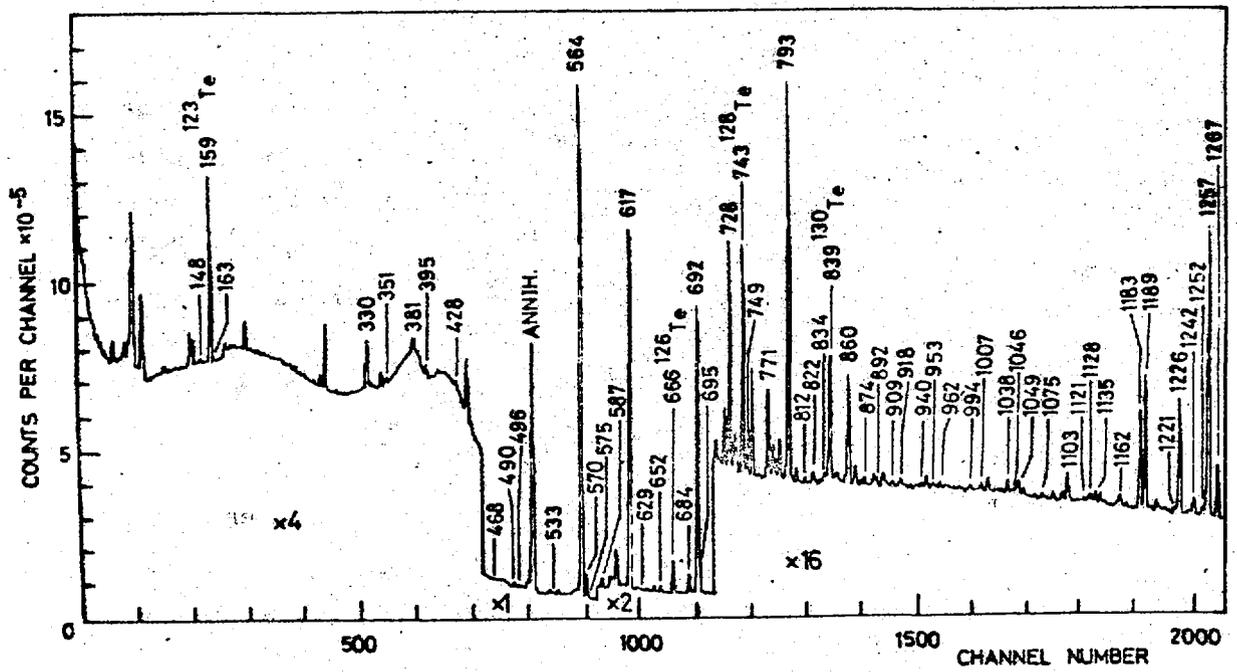
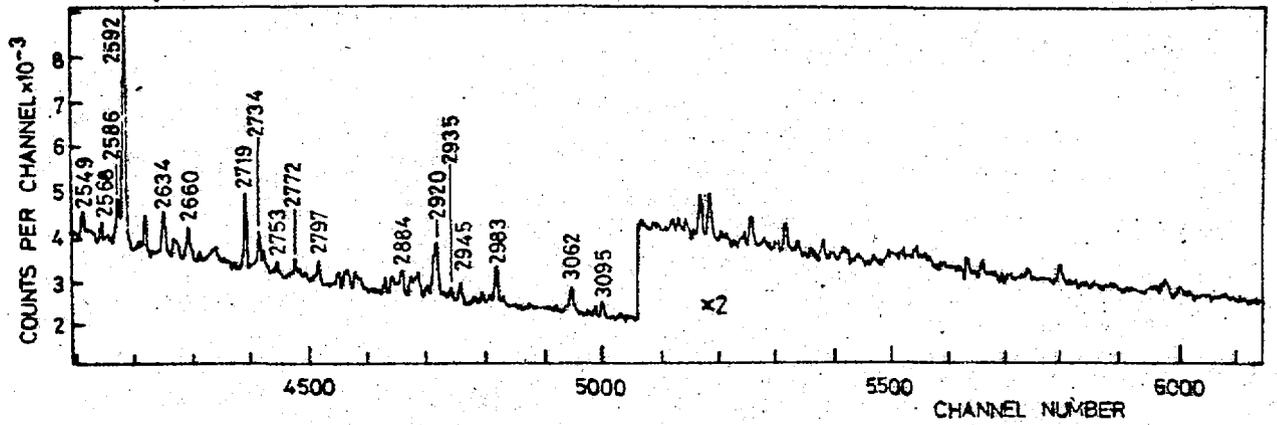
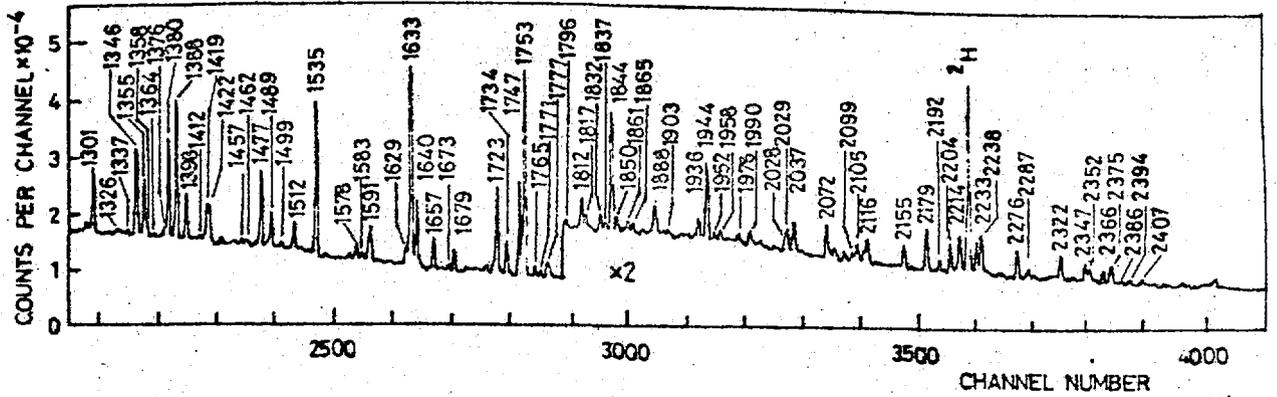


Рис. 1. Спектр γ -квантов из реакции $^{122}\text{Te}(n, n'\gamma)$

γ -квантов ($\gamma\gamma'$ -плоскость) соответственно перпендикулярны и параллельны, а R-поляризационная чувствительность спектрометра. Величины $r_{\gamma}^{\text{эксп}}$ сравниваются с рассчитанными из экспериментальных значений a_2 и соответствующих им значений a_4 и δ , находящихся на разных сторонах δ -эллипса ($a_4 \approx 0$ и $|a_4| > 0$). Из этого сравнения делаются выводы о стороне эллипса, на которой находится искомое δ .

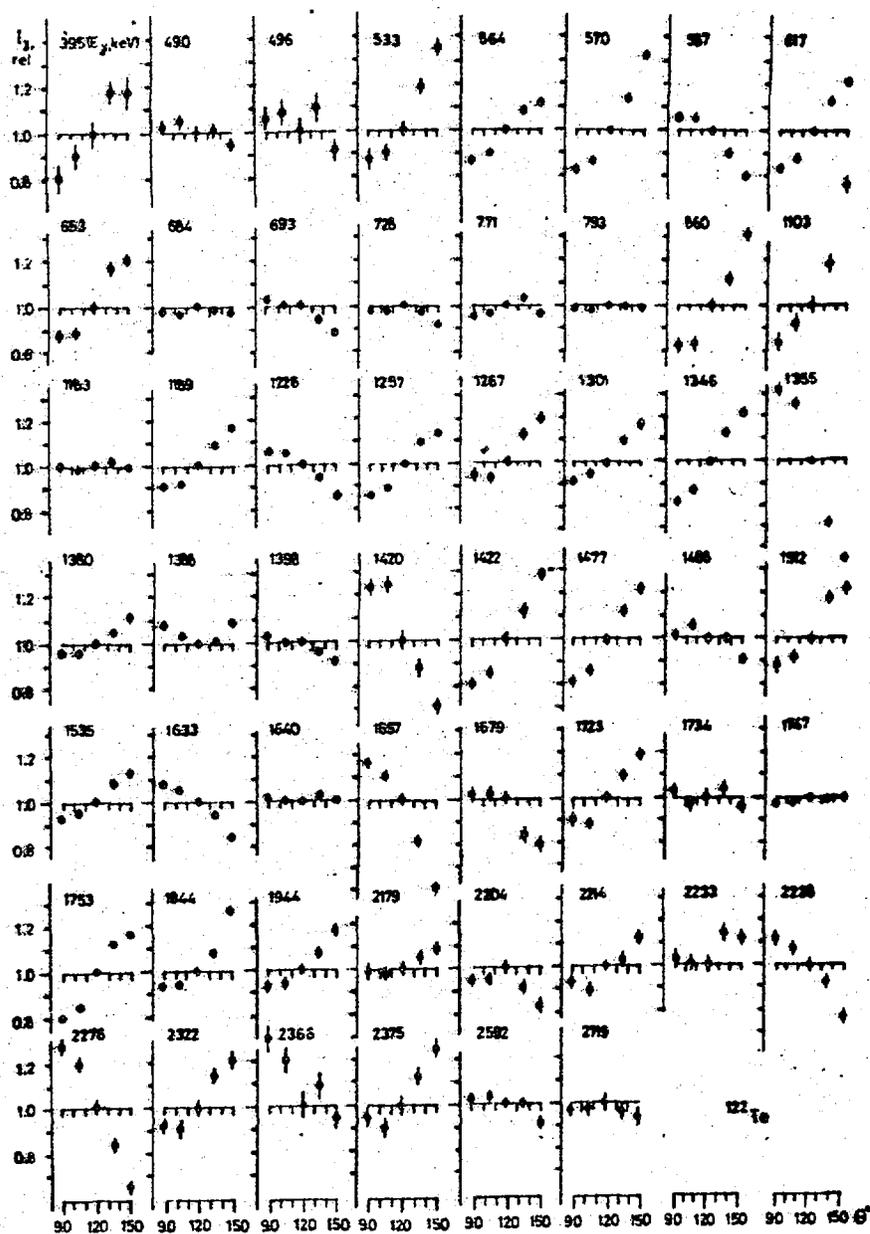


Рис. 2. Угловые распределения γ -квантов ^{122}Te относительно пучка быстрых нейтронов

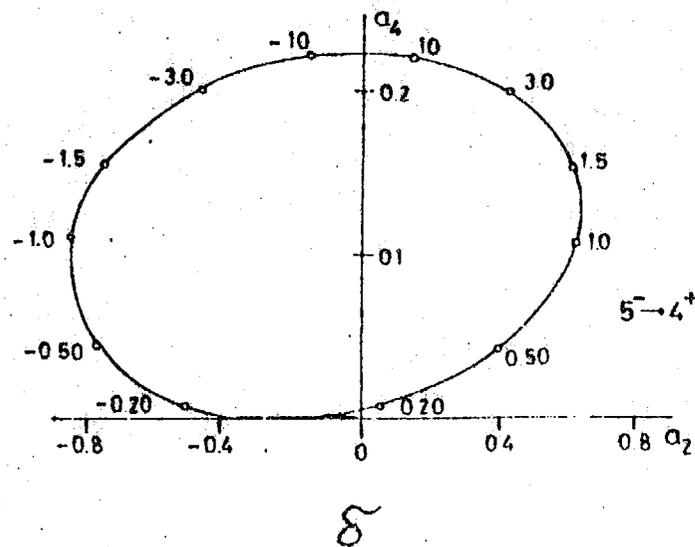
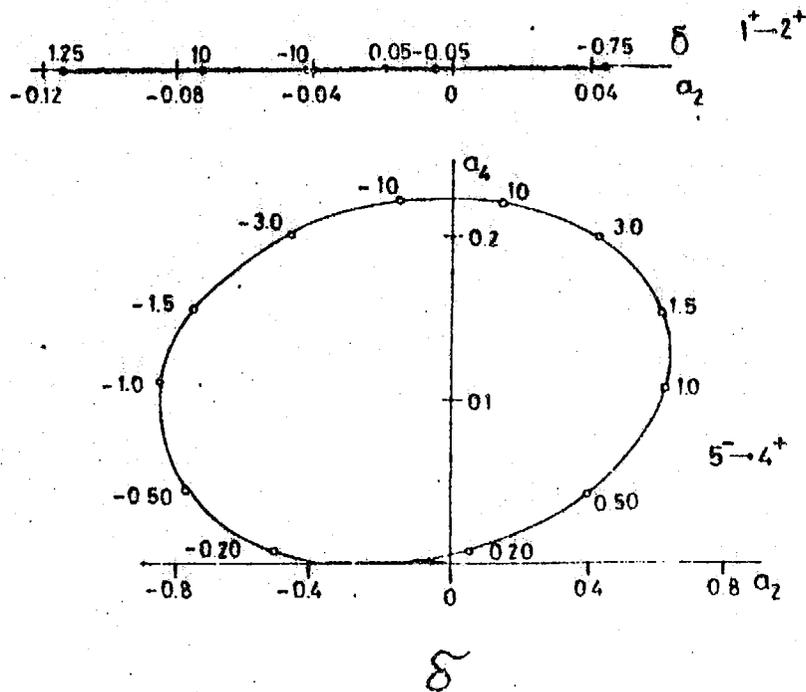
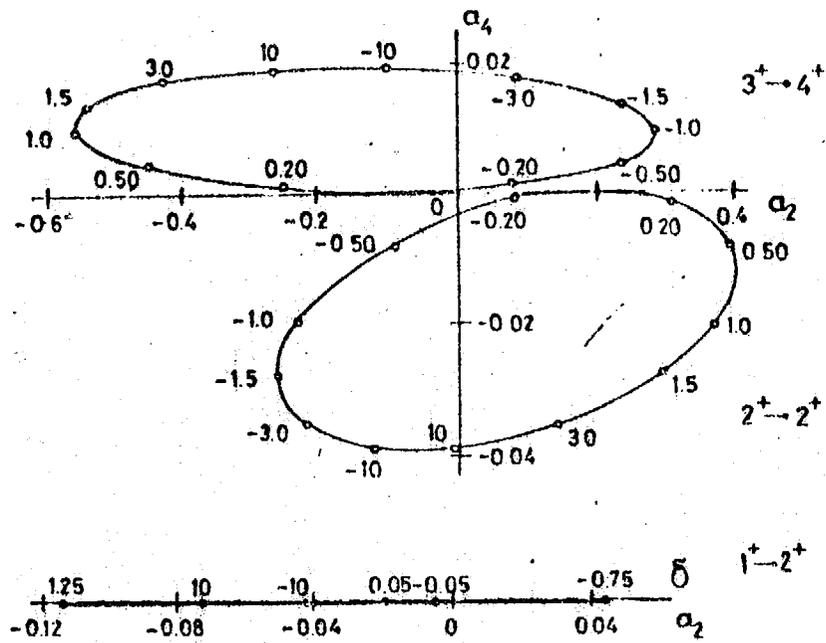
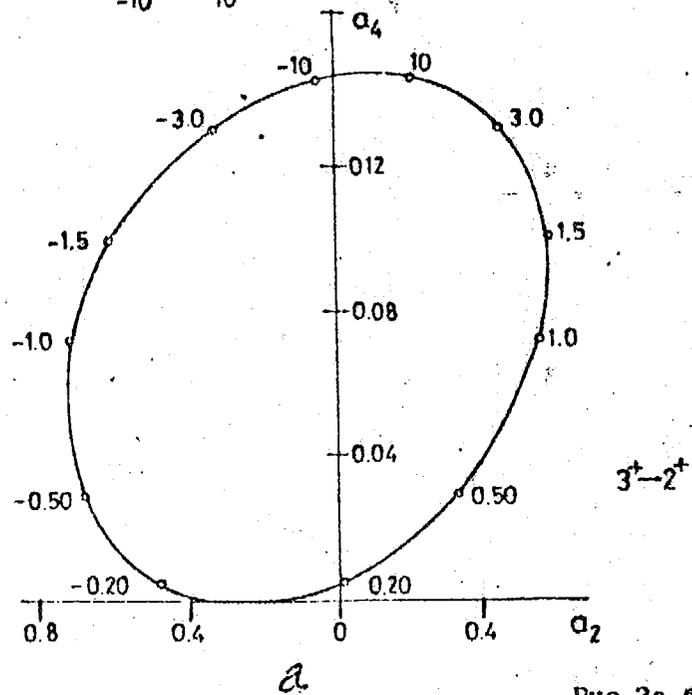
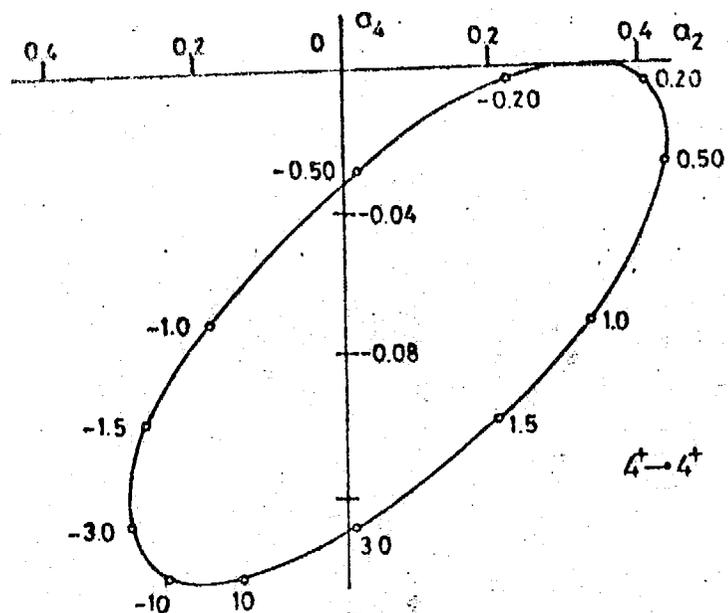


Рис. 3а, б. δ -эллипсы для некоторых γ -переходов ^{122}Te

На основании экспериментальных результатов, приведенных в табл. 1-4, нами составлена схема γ -переходов, приведенная в табл. 5. При составлении схемы существование уровней, за малым исключением, заимствовано из работы [1]. Знаком (*) отмечены уровни, введенные в данной работе. В последней колонке табл. 5 указаны заселяемости уровней в неупругом процессе $P_s = \sum I_{\gamma, \text{уход.}} - \sum I_{\gamma, \text{прих.}}$, где $I_{\gamma, \text{уход.}}$ и $I_{\gamma, \text{прих.}}$ есть интенсивности γ -переходов, уходящих и приходящих на данный уровень. На рис. 4 представлена зависимость P_s от энергии уровня и его J^π . Для уровней с $J=2-4$ эти зависимости близки. Величины P_s существенно меньше для уровней с $J^\pi=0^+$ и 6^+ .

Поскольку все переходы с $I_\gamma \geq 1$ надежно размещены и нельзя ввести новые уровни с $P_s \geq 1$, с которых бы шли несколько γ -переходов, то можно утверждать, что ниже энергии 2,1 МэВ других уровней с $J=1-5$ у ^{122}Te , кроме указанных в табл. 5, нет. Используя величины a_2 , a_4 и $P_\gamma^{\text{эксп}}$, в ряде случаев можно выбрать характеристики уровней - J_1^π . Ниже будут приведены некоторые аргументы, использовавшиеся при выборе значений J_1^π и величины δ для уровней и γ -переходов ^{122}Te .

Уровень 1181,33 кэВ. Величины a_2 , a_4 и $P_\gamma^{\text{эксп}}$ для γ -перехода 617,23 кэВ позволяют исключить $J_1=0, 1, 2$ и 3.

Уровень 1256,88 кэВ. Угловое распределение для γ -квантов с $E_\gamma=1256,84$ кэВ позволяет однозначно найти $J_1^\pi=2^+$ и исключить $J_1=0$ и 1. Для γ -перехода 692,83 кэВ, исходя из углового распределения, более вероятна величина $\delta=-3,7(+11, -7)$. Она согласуется с принятым значением $\delta=-3,48(4)$ [5]. Второе значение $\delta=-0,81(10)$.

Уровень 1357,40 кэВ. Изотропия γ -квантов с $E_\gamma=793,30$ кэВ и относительно малая заселяемость этого уровня дает возможность установить $J_1^\pi=0^+$.

Уровень 1751,40 кэВ. Из-за величин a_2 и $P_\gamma^{\text{эксп}}$ для γ -перехода с $E_\gamma=570,07$ кэВ, исключаются $J_1^\pi=2^+, 3, 4^-$ и 5. Величина заселяемости соответствует $J_1^\pi=6^+$, а не 4^+ .

Уровень 1752,62 кэВ. Из величины a_2 для γ -перехода в основное состояние и его обнаружения следует $J_1^\pi=2^+$ и исключаются $J_1=0$ и 1. Для нахождения однозначной величины δ для γ -перехода с $E_\gamma=1188,47$ кэВ привлечены данные о линейной поляризации.

Уровень 1909,67 кэВ. Величины a_2 и a_4 для γ -квантов с $E_\gamma=1345,58$; 728,34 и 652,67 кэВ исключают $J_1=0, 1, 2, 3$ и согласуются с $J_1^\pi=4^+$.

Уровень 1940,54 кэВ. Малая заселяемость уровня и изотропия γ -квантов с $E_\gamma=683,64$ кэВ дают возможность предположить $J_1^\pi=0^+$.

Уровень 1952,05 кэВ. Большая положительная величина a_4 для γ -перехода с $E_\gamma = 1387,88$ кэВ, подтверждаемая величиной линейной поляризации, исключает $J_1^\pi = 0, 1, 2$ и 4 . Характеристики $J_1^\pi = 4^+$ исключены также из-за величины a_2 для этого перехода $P_\gamma^{\text{эксп}}$ (1387,88 кэВ) не соответствует характеристикам $J_1^\pi = 3^-$. Для γ -переходов 1387,88 и 770,79 кэВ величина линейной поляризации позволяет однозначно определить δ .

Уровень 2040,15 кэВ. Данные об a_2 и a_4 для γ -переходов 1477,07 и 859,81 кэВ противоречат $J_1^\pi = 2$ и 3 , так как для γ -перехода 3-2 должно быть $a_4 > 0$, а для $2^+ - 4^+$ перехода $a_2 \approx +0,09$.

Уровень 2099,23 кэВ. Исходя из a_2 для γ -переходов 1535,13 кэВ и исключаем $J_1^\pi = 4^+$ и 3^+ , поскольку для $4^+ - 2^+$ -перехода $a_2 \approx 0,3$, а для $3^- - 2^+$ -перехода $a_2 \approx -0,15$. Далее, рассматривая данные по поляризации и учитывая то, что $a_4 < 0$, исключаем $J_1^\pi = 3^+$ ($P_\gamma^{\text{ожид}} 3^+ - 2^+ \approx 0,35$). Остается $J_1^\pi = 2$.

Уровень 2196,00 кэВ. Совпадение a_2 , a_4 и $P_\gamma^{\text{эксп}}$ для γ -линии с $E = 1632,90$ кэВ с ожидаемым для $3^- - 2^+$ перехода позволяет нам остановиться на $J_1^\pi = 3^-$ для этого уровня. Значения $J_1^\pi = 0, 1, 2^-, 3^+$ и 4 исключаются, исходя из указанных величин. Характеристики $J_1^\pi = 2^+$ не исключаются, но менее вероятны, чем 3^- .

Уровень 2203,87 кэВ. Этот уровень введен нами на основании двух переходов, один из которых (наиболее интенсивный) был обнаружен при исследовании β -распада ^{122}I . Угловое распределение для γ -перехода в основном состоянии соответствует характеристикам $1 - 0^+$.

Уровень 2284,02 кэВ. Очень большие значения a_2 для γ -перехода 1102,63 и 532,68 кэВ исключают $J_1^\pi = 4$ и 5 .

Уровень 2287,29 кэВ. Величины a_2 и δ для γ -перехода 1723,19 кэВ исключают $J_1^\pi = 0, 1$ и 3^- . Из-за наличия β -распада ^{122}I на этот уровень и γ -перехода в основное состояние следует $J_1^\pi = 2^+$.

Уровень 2311,06 кэВ. Характер углового распределения γ -квантов с $E_\gamma = 1746,96$ кэВ позволяет исключить $J_1^\pi = 2^-, 3^-$ и 4^+ , а $P_s = J_1^\pi = 0^+$.

Уровень 2407,59 кэВ. Величины a_2 , a_4 и $P_\gamma^{\text{эксп}}$ для γ -перехода 1226,26 кэВ, а также заселяемость уровня хорошо согласуются с предположением $J_1^\pi = 5^-$, сделанным в работе [8]. Исключаются $J_1^\pi = 2^+, 3^+, 4, 5^+$ и 6^+ . $J_1^\pi = 3^-$ менее вероятно, чем 5^- .

Уровень 2407,88 кэВ. Величины a_2 , a_4 и δ для γ -перехода 1843,78 кэВ дают возможность предположить $J_1^\pi = (3^+)$. Значение J_1^π поставлено в скобки, поскольку основным аргументом за исключением $J_1^\pi = 2$ и 4^+ является

положительная величина a_4 . Характеристики $J_1^\pi=0,1$ и 3^- не согласуются с величиной a_2 .

Уровень 2439,76* кэВ. В работе по исследованию β -распада ^{122}I [9] γ -линия с $E_\gamma=1183,00$ кэВ отнесена к высвечиванию уровня 3590,89 кэВ. Однако наблюдаемая нами относительно высокая интенсивность этого γ -перехода не позволяет его отнести к столь высоколежащему уровню. Отношение интенсивностей γ -линий 1183,00 и 2232,74 кэВ, приписанных в работе [9] к распаду уровня 3590,89 кэВ, также не совпадает с отношением интенсивностей в измеренном нами спектре. Исходя из интенсивности γ -перехода 1182,88 кэВ, обнаружения его в распаде ^{122}I и заселяемости исходного для него уровня, он должен оканчиваться скорее всего на уровне 1256,88 кэВ. Близкий по энергии уровень 2435 кэВ был обнаружен в реакции ($^3\text{He}, d$). Величины a_2 , a_4 и $P_\gamma^{\text{эксп}}$ для γ -перехода 1182,88 кэВ исключают $J_1^\pi=2^-, 3$ и 4^+ , а величина $P_\gamma - J_1^\pi=0^+$.

Уровень 2508,51 кэВ. Величины a_2 и a_4 для γ -линии с $E_\gamma=1944,41$ кэВ позволяют исключить $J_1^\pi=0,1,3^-$ и 4^+ . Мы можем приписать γ -линии 1251,54; 598,97 и 468,84 кэВ, не обнаруженные в работе [9], к высвечиванию этого уровня.

Уровни 2592,31 и 2593,85 кэВ. В работе [9] был введен уровень 2593,87 кэВ, который высвечивался γ -квантами 2593,2; 2029,71 и 1337,01 кэВ. В γ -спектре реакции ($n, n'\gamma$) имеется γ -линия 2592,31 кэВ, которая из-за своей сравнительно высокой относительной интенсивности может соответствовать переходу в основное состояние при отсутствии других переходов с этого же уровня. Угловое распределение для этой γ -линии позволяет установить $J_1=1$. В то же время мы не исключаем уровень 2593,85 кэВ, с которого идут γ -переходы 2029,75; 1411,97 и 1336,65 кэВ. Характеристики $J_1^\pi=(2^+, 3)$ предлагаются, исходя из схемы высвечивания этого уровня и заселяемости после β -распада ^{122}I .

Уровни 2600,99* и 2636,33* кэВ. Эти уровни введены нами на основании идущих с каждого из них двух γ -переходов, один из которых идет на уровень 2_1^+ . Предположения об ожидаемых характеристиках этих уровней следуют из рассмотрения данных об угловых распределениях идущих с них γ -переходов. Уровень 2636,33 кэВ имеет слишком высокую заселяемость. Возможно это обусловлено характеристиками $J_1^\pi=2^-$.

Уровень 2719,16 кэВ. Угловое распределение для γ -перехода 2719,38 кэВ характерно для $J_1=1$.

О $2_3^+ - 2_1^+$ переходе в теллуре-122

В работе [6] было найдено регулярное поведение смеси мультиполей для $2_2^+ - 2_1^+$ перехода с изменением числа нейтронов N в изотопах теллура: величина $1/\delta$ плавно изменяется от отрицательных значений к положительным с увеличением N . Рассмотрение области отрицательных величин δ в изотопах Pd , Cd , Sn и Te показало, что ее расположение коррелирует с началом заполнения нейтронной оболочки $1h_{11/2}$. Привлекая модель "фонон+две квазичастицы" [7], было предположено, что в области $N=64-70$ M1-переход между 2_2^+ и 2_1^+ состояниями обусловлен слабо связанными с другими нуклонами нейтронами в состоянии $1h_{11/2}$. Переход к положительному знаку δ с ростом N , соответственно, будет обусловлен началом заполнения нейтронного состояния $2d_{3/2}$ [6].

При исследовании легких изотопов теллура в реакции (α, xn) была найдена квазиротационная полоса с последовательностью $J^\pi = 0^+, 2^+, 4^+, \dots$, основанная на протонном двухквазичастичном состоянии типа $2h4p$ (*intruder states*) [8]. Уровень 2^+ этой полосы есть 2_3^+ состояние ^{122}Te с энергией 1752,6 кэВ. Состояние 2_3^+ будет описываться в рассматриваемой модели как двухквазичастичное и в рамках этой модели ожидается положительный знак для δ в $2_3^+ - 2_1^+$ переходе. Переход с $E_\gamma = 1188,47$ кэВ имеет $\delta = +0,038(+25, -25)$.

Наблюдаемое различие знаков δ для $2_3^+ - 2_1^+$ и $2_2^+ - 2_1^+$ переходов соответствует найденным регулярностям в поведении этого параметра с изменением числа нейтронов [10].

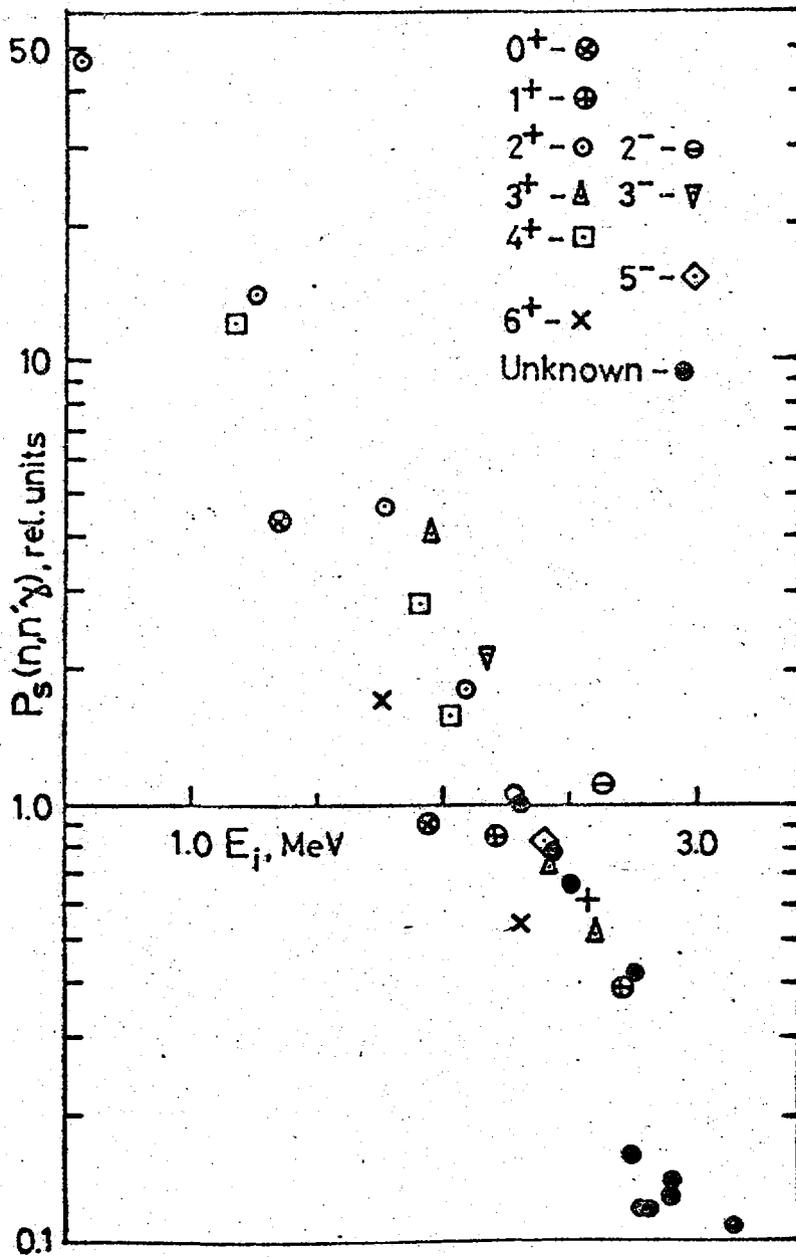


Рис. 4. Относительные заселяемости P_s уровней ^{122}Te в реакции $(n, n' \gamma)$ на быстрых нейтронных реакторах.

Энергии и относительные интенсивности

γ -линий I^{22}_{Te}

Таблица I

E_{γ_1} , кэВ	I_{γ_2} , отн. ед.	E_{γ_3} , кэВ
148,39 (14)	0,070 (10)	
162,52 (14)	0,090 (13)	
330,01 ДВ	1,11 (6)	
351,38 (11)	0,13 (1)	2758,9
380,99 (8)	0,22 (2)	
395,18 (9)	0,19 (1)	1752,6
427,95 (12)	0,13 (1)	
468,34 (14)	0,090 (9)	2508,5
490,25 (5)	0,37 (2)	
495,52 (6)	0,28 (2)	1752,6
532,68 (7)	0,26 (2)	2284,0
564,10 (4)	100	564,1
570,07 (4)	2,48 (12)	1751,4
575,06 ДВ	0,11 (1)	
586,99 (5)	0,42 (2)	
617,23 (4)	19,1 (9)	1181,3
628,70 (10)	0,13 (1)	
652,67 (6)	0,35 (2)	1909,7
683,64 (4)	0,81 (4)	1940,5
692,83 (4)	17,3 (8)	1256,9
695,29 (20)	2,33 (3)	1952,1
728,34 (4)	1,45 (7)	1909,7
748,70 (10)	0,16 (1)	
770,79 (6)	0,71 (4)	1952,1
793,30 (4)	4,56 (23)	1357,4
811,63 (9)	0,06 (1)	
821,28 (10)	0,082 (8)	
833,48 (18)	0,062 (7)	
859,81 (4)	0,80 (4)	2040,2
873,92 (4)	0,036 (6)	
891,83 (15)	0,071 (7)	
908,75 (17)	0,097 (9)	
918,04 (17)	0,10 (1)	2669,4
939,7 (3)	0,044 (6)	2196,0
952,90 (5)	0,068 (10)	
961,8 (3)	0,059 (9)	
994,25 (21)	0,077 (11)	
1007,25 (21)	0,077 (10)	2758,9
1037,84 (10)	0,12 (1)	2789,2
1046,19 (20)	0,059 (9)	
1049,26 (13)	0,12 (1)	2800,7
1074,80 (28)	0,049 (8)	
1102,63 (8)	0,27 (3)	2284,0
1121,1 (3)	0,053 (8)	
1128,04 (17)	0,11 (1)	
1134,54 (14)	0,094 (11)	
1161,75 (17)	0,14 (2)	2913,2
1182,88 (4)	0,78 (8)	2439,8
1188,47 (4)	1,30 (13)	1752,6
1220,74 (18)	0,076 (10)	2972,1

Таблица I (продолжение)

1	2	3
1226,26 (4)	0,95 (9)	2407,6
1242,18 (10)	0,18 (2)	
1251,54 (14)	0,10 (1)	2508,5
1256,84 (4)	2,9 (3)	1256,9
1267,31 (5)	0,62 (6)	
1300,86 (7)	0,66 (7)	
1325,7 (3)	0,063 (8)	
1336,65 (25)	0,044 (7)	2593,9
1345,58 (6)	1,00 (10)	1909,7
1354,47 (7)	0,39 (4)	
1357,94 (12)	0,13 (1)	
1364,2 (3)	0,034 (7)	
1376,0 (3)	0,088 (11)	1940,5
1379,45 (6)	0,94 (9)	2636,3
1387,88 (6)	1,10 (11)	1952,1
1398,12 (7)	0,38 (4)	
1412,0 (3)	0,030 (6)	2593,9
1419,67 (7)	0,32 (3)	2601,0
1422,40 (7)	0,44 (4)	
1456,80 (20)	0,057 (9)	
1462,4 (3)	0,083 (12)	2719,2
1477,07 (7)	0,85 (9)	2040,2
1488,90 (8)	0,34 (3)	
1499,00 (20)	0,064 (9)	2756,1
1512,23 (9)	0,33 (3)	
1535,13 (6)	1,60 (16)	2099,2
1577,55 (11)	0,21 (2)	2758,9
1583,43 (19)	0,062 (9)	
1590,85 (8)	0,50 (5)	
1628,47 (10)	0,18 (2)	
1632,90 (6)	2,08 (21)	2196,0
1639,76 (7)	0,66 (6)	2203,8
1657,07 (8)	0,30 (3)	
1673,14 (19)	0,059 (8)	
1679,27 (9)	0,22 (2)	
1723,19 (7)	0,96 (9)	2207,3
1733,57 (8)	0,35 (3)	
1746,96 (6)	1,03 (10)	2311,1
1752,67 (6)	2,79 (28)	1752,6
1764,49 (14)	0,106 (4)	
1771,03 (15)	0,088 (11)	
1777,30 AB	0,19 (2)	
1795,5 (3)	0,063 (8)	3052,4
1812,10 (13)	0,10 (2)	
1816,81 (23)	0,17 (2)	
1831,91 (15)	0,10 (1)	
1837,02 (27)	0,060 (7)	3589,9
1843,78 (7)	0,75 (8)	2407,9
1849,72 (19)	0,085 (10)	
1860,91 (18)	0,062 (8)	
1865,22 (18)	0,062 (9)	
1888,33 AB	0,26 (3)	
1902,5 (3)	0,035 (6)	
1935,86 (12)	0,12 (1)	
1944,41 (7)	0,48 (5)	2508,5

Таблица I (продолжение)

1	2	3
1952,0 (3)	0,055 (8)	
1958,3 (3)	0,070 (9)	
1977,9 (3)	0,045 (7)	
1990,3 (3)	0,014 (2)	
2028,10 (20)	0,098 (11)	2592,3
2029,75 (20)	0,15 (2)	2593,9
2036,87 (9)	0,20 (2)	2601,0
2072,19 (10)	0,19 (2)	2636,3
2099,3 (3)	0,082 (10)	2099,2
2104,7 (3)	0,14 (2)	
2115,77 (11)	0,17 (2)	
2154,84 ДВ	0,13 (1)	2719,2
2178,46 (9)	0,26 (3)	
2192,18 (20)	0,095 (11)	2756,1
2203,79 (11)	0,19 (2)	2203,8
2214,02 (10)	0,25 (3)	
2232,49 (11)	0,21 (2)	3589,9
2237,46 (9)	0,22 (2)	
2275,69 (10)	0,17 (2)	
2287,16 (20)	0,096 (11)	2287,3
2321,62 (10)	0,17 (2)	
2347,14 (13)	0,13 (1)	2911,2
2351,52 (16)	0,096 (11)	
2366,06 (19)	0,086 (10)	
2374,64 (13)	0,16 (2)	
2385,88 (29)	0,025 (5)	
2394,0 (5)	0,062 (9)	
2407,40 ДВ	0,046 (7)	
2549,20 (20)	0,052 (7)	
2568,3 (5)	0,045 (7)	
2586,08 (20)	0,11 (1)	3150,2
2592,31 (8)	0,50 (5)	2592,3
2634,00 (20)	0,11 (1)	
2660,0 (5)	0,099 (12)	
2719,38 (12)	0,17 (2)	2719,2
2734,2 (5)	0,056 (7)	
2752,6 (5)	0,039 (7)	
2771,8 (5)	0,039 (6)	
2797,0 (4)	0,051 (7)	
2883,8 (5)	0,059 (8)	
2920,2 (5)	0,11 (1)	3483,3
2935,1 (5)	0,020 (5)	
2945,4 (5)	0,043 (6)	
2982,79 (20)	0,10 (1)	
3061,7 (3)	0,08 (9)	
3094,6 (4)	0,037 (6)	

Параметры a_2 , a_4 и δ для γ -переходов в реакции $^{122}\text{Te}(n, n' \gamma)$

Таблица 2

E_γ , кэВ	J_i^π	J_f^π	E_i , кэВ	a_2	a_4	δ
1	2	3	4	5	6	7
395,2	2+	0+	1752,6	0,27 (6)	-0,16 (8)	E2
490,3	-	-	-	-0,08 (3)	-0,03 (4)	
495,5	2+	2+	1752,6	-0,13 (8)	-0,11 (12)	-0,6 (3) ИЛИ $1/\delta = -0,24(+8, -25)$
532,7	(6+)	6+	2284,0	0,42 (2)	0,04 (3)	+0,04 (δ) (+0,50)
564,1	2+	0+	564,1	0,198(10)	-0,085(14)	E2
570,1	6+	4+	1751,4	0,422(15)	0,011(22)	
587,0	-	-	-	-0,26 (2)	-0,03 (3)	
617,2	4+	2+	1181,3	0,307(10)	-0,070(14)	
652,7	4+	2+	1909,7	0,29 (3)	-0,09 (5)	
683,6	0+	2+	1940,5	-0,012(15)	-0,040(20)	
692,8	2+	2+	1256,9	-0,137(15)	-0,026(20)	-3,7 (+11, -7)
728,3	4+	4+	1909,7	-0,079(11)	-0,075(16)	-0,69 (3)
770,8	3+	4+	1952,1	0,01 (3)	-0,02 (4)	-4,3 (+8, -5)
793,3	0+	2+	1357,4	0,002(10)	-0,015(14)	
859,8	4+	4+	2040,2	0,43 (3)	0,01 (4)	+0,4 (3)
1102,6	(6+)	4+	2284,0	0,57 (4)	0,16 (5)	
1182,9	1, 2+	2+	2439,8	0,001(17)	-0,028(24)	
1188,5	2+	2+	1752,6	0,225(14)	-0,019(19)	+0,04 (3)
1226,3	5-	4+	2407,6	-0,184(8)	-0,013(12)	+0,04 (2)
1256,8	2+	0+	1256,9	0,218(12)	-0,085(16)	E2
1267,3	-	-	-	0,27 (3)	-0,04 (4)	
1300,9	-	-	-	0,216(14)	-0,003(19)	
1345,6	4+	2+	1909,7	0,320(8)	-0,083(11)	
1354,5	-	-	-	-0,66 (2)	0,17 (3)	
1379,5	2-(2,3)+	2+	2636,3	0,140(11)	0,020(15)	-0,06 (2)
1387,9	3+	2+	1952,1	0,057(13)	0,132(18)	$1/\delta = -0,014(10)$
1398,1	-	-	-	-0,10 (2)	-0,02 (3)	
1419,7	3+	4+	2601,0	-0,45 (6)	0,07 (8)	+0,50 (14) ИЛИ +2,7 (+11, -7)
1422,4	-	-	-	0,39 (3)	-0,04 (3)	
1477,1	4+	2+	2040,2	0,331(14)	-0,081(20)	
1488,0	-	-	-	-0,12 (3)	-0,06 (5)	
1512,2	-	-	-	0,29 (4)	-0,06 (5)	
1535,1	2+	2+	20999,2	0,169(10)	-0,028(14)	+2,6 (2)
1632,9	3-	2+	2196,0	-0,214(11)	-0,025(17)	+0,02 (2)
1639,8	1	2+	2203,8	0,00 (2)	0,00 (3)	-0,05(10) ИЛИ -3 (1)
1657,1	-	-	-	-0,54 (2)	-0,04 (3)	
1679,3	-	-	-	-0,25 (5)	-0,02 (8)	
1723,2	2+	2+	2287,3	0,26 (3)	-0,01 (4)	+0,11 (6) ИЛИ +1,7 (2)
1733,6	-	-	-	-0,04 (4)	-0,05 (7)	

Таблица 2 (продолжение)

I	2	3	4	5	6	7
1747,0	1, 2+, 3+	2+	2311,1	0,014(13)	-0,019(18)	
1752,7	2+	0+	1752,6	0,287(12)	-0,144(16)	E2
1843,8	(3+)	2+	2407,9	0,31 (2)	0,11 (3)	+5,3 (6)
1944,4	2+	2+	2508,5	0,217(14)	0,025(19)	-0,05 (2)
	3+	2+				+0,36 (3)
2178,5	-	-	-	0,10 (2)	0,02 (3)	
2203,8	1	0+	2203,8	-0,16 (4)	-0,14 (5)	
2214,0	-	-	-	0,20 (4)	0,03 (6)	
2232,5	-	-	-	0,11 (5)	0,01 (8)	
2237,5	-	-	-	-0,31 (4)	-0,04 (5)	
2275,7	-	-	-	-0,53 (4)	0,08 (5)	
2321,6	-	-	-	0,27 (4)	0,00 (5)	
2366,1	-	-	-	-0,19 (13)	0,13 (14)	
2374,6	-	-	-	0,30 (5)	0,06 (6)	
2592,3	1	0+	2592,3	-0,11 (2)	-0,06 (3)	
2719,4	1	0+	2719,2	-0,05 (3)	-0,05 (4)	

Величины δ для γ -переходов ^{122}Te , полученные "безмодельным" способом

Таблица 3

E_γ , кэВ	δ
495,5	-0,6 (3) ИЛИ $1/\delta = -0,13$ (20)
692,8	-4,1 (+11, -8) ИЛИ -0,77 (9)
728,3	-0,70 (3)
859,8	+0,5 (5)
1188,5	+0,04 (3)

Результаты измерения линейной поляризации γ -квантов ^{122}Te

Таблица 4

E_γ , кэВ	J_i^π	J_f^π	P_γ (ожидаемое)		P_γ (эксп.)	Вывод
			$a_4 \approx 0$	$ a_4 > 0$		
587,0					2,1 (+14, -8)	
683,6	0+	2+	0,92 (5)		1,4 (+6, -4)	
770,8	3+	4+	0,67 (3)	0,45 (2)	0,25(+15, -17)	$ a_4 > 0$
859,8	4+	4+	2,6 (7)	1,8 (5)	4 (+18, -2)	
1182,9	1+	2+	0,95 (2)	0,81 (2)	1,5 (+19, -7)	
	1-	2+	1,05 (3)	-		
	2+	2+	2,28 (4)	0,74 (2)		
1188,5	2+	2+	1,98 (3)	0,71 (2)	1,9 (+18, -7)	$a_4 \approx 0$
1226,3	5-	4+	2,23 (3)	-	2,0 (+36, -9)	
1256,8	2+	0+	1,94 (11)		1,4 (+7, -4)	
1387,9	3+	2+	0,37 (2)	1,54 (3)	1,2 (+11, -5)	$ a_4 > 0$
1535,1	2+	2+	2,08 (3)	0,70 (2)	1,1 (+7, -4)	$ a_4 > 0$
1632,9	3-	2+	2,01 (3)	0,54 (2)	2,3 (+29, -8)	$a_4 \approx 0$
1723,2	2+	2+	1,88 (9)	0,73 (2)	1,1 (+18, -7)	

Схема уровней и γ -переходов ^{122}Te

Таблица 5

$E_i, \text{кэВ}$	J_i^{π}	$E_{\gamma}, \text{кэВ}$	I_{γ} отн. ед.	$E_f, \text{кэВ}$	J_f^{π}	P_{γ}
1	2	3	4	5	6	7
564,10 (4)	2+	564,1	100	0	0+	47
1181,33 (6)	4+	617,2	19,1	564	2+	12
1256,88 (4)	2+	1256,8 692,8	2,9 17,3	0 564	0+ 2+	14
1357,40 (6)	0+	793,3	4,56	564	2+	4,4
1751,40 (7)	6+	570,1	2,46	1181	4+	1,7
1752,62 (6)	2+	1752,7 1188,5 495,5 395,2	2,79 1,30 0,28 0,19	0 564 1257 1357	0+ 2+ 2+ 0+	4,6
1909,67 (6)	4+	1345,6 728,3 652,7	1,00 1,45 0,35	564 1181 1257	2+ 4+ 2+	2,8
1940,54 (6)	0+	1376,0 683,6	0,088 0,81	564 1257	2+ 2+	0,90
1952,05 (7)	3+	1387,9 770,8 695,3	1,10 0,71 2,33	564 1181 1257	2+ 4+ 2+	4,1
2040,15 (7)	4+	1477,1 859,8	0,85 0,80	564 1181	2+ 4+	1,56
2099,23 (7)	2+	2099,3 1535,1	0,082 1,60	0 564	0+ 2+	1,68
2196,00 (8)	3-(2+)	1632,9 939,7	2,08 0,044	564 1257	2+ 2+	2,1
2203,83 (7)*	1	2203,8 1639,8	0,19 0,66	0 564	0+ 2+	0,84
2284,02 (10)	(6+)	1102,6 532,7	0,27 0,26	1181 1751	4+ 6+	0,53
2287,29 (8)	2+	2287,2 1723,2	0,096 0,96	0 564	0+ 2+	1,06
2311,06 (8)	1, 2+, 3+	1747,0	1,03	564	2+	1,03
2407,59 (7)	5-	1226,3	0,95	1181	4+	0,82

Таблица 5 (продолжение)

1	2	3	4	5	6	7
2407,88 (9)	(3+)	1843,8	0,75	564	2+	0,75
2439,76 (6)*	1,2+	1182,9	0,78	1257	2+	0,78
2508,51 (8)	2+,3+	1944,4	0,48	564	2+	0,67
		1251,5?	0,10	1257	2+	
		468,3?	0,090	2040	4+	
2592,31 (8)*	1	2592,3	0,50	0	0+	0,60
		2028,1	0,098	564	2+	
2593,85 (20)	(2+,3)	2029,8	0,15	564	2+	0,22
		1412,0	0,030	1181	4+	
		1336,7	0,044	1257	2+	
2600,99 (10)*	3+	2036,9	0,20	564	2+	0,52
		1419,7	0,32	1181	4+	
2636,33 (7)*	2-(2,3)+	2072,2	0,19	564	2+	1,13
		1379,5	0,94	1257	2+	
2669,44 (17)	(8+)	918,0	0,10	1751	6+	0,10
2719,16 (12)	1	2719,4	0,17	0	0+	0,38
		2154,8	0,13	564	2+	
		1462,4	0,083	1257	2+	
2756,1 (2)		2192,2	0,095	564	2+	0,16
		1499,0	0,064	1257	2+	
2758,88 (13)		1577,6	0,21	1181	4+	0,42
		1007,3	0,077	1751	6+	
		351,4	0,13	2408	5-	
2789,24 (12)		1037,8	0,12	1751	6+	0,12
2800,66 (15)	(7-)	1049,3	0,12	1751	6+	0,12
2911,24 (14)		2347,1	0,13	564	2+	0,13
2913,15 (18)?		1161,8?	0,14	1751	6+	0,14
2972,1 (2)		1220,7	0,076	1751	6+	0,08
3052,4 (3)		1795,5	0,063	1257	2+	0,06
3150,2 (2)		2586,1	0,11	564	2+	0,11
3483,3 (5)		2920,2	0,11	564	2+	0,11

Список литературы

1. Kitao K., Kanbe M., Matsumoto Z., Seo T. //Nuclear Data Sheets. 1986. V.49. No 2, p.315.
2. Демидов А.М., Говор Л.И., Черепанцев Ю.К. и др. Атлас спектров γ -излучения от неупругого рассеяния быстрых нейтронов реактора. М.: Атомиздат, 1978.
3. Галямин С.Н., Говор Л.И., Демидов А.М. и др. //Ядерная физика. 1984. Т.40. С.561.
4. Говор Л.И., Демидов А.М., Журавлев О.К. и др. //Атомная энергия. 1984. Т.57. С.270.
5. Krane K.S. //Atomic Data and Nuclear Data Tables. 1977. V.20. P.212.
6. Демидов А.М., Говор Л.И., Журавлев О.К. и др. //Ядерная физика. 1979. Т.30. С.289.
7. Krane K.S. //Phys.Rev. 1974. V. C10. P.1197.
8. Chowdhury P., Piel W.F., ossan D.B. //Phys.Rev. 1982. V.C25. P.812.
9. Нго Фу Ан, Бонч-Осмоловская Н.А., Бацев С., Кузнецов В.В. //Изв. АН СССР (сер. физ.). 1981. Т.45. #1, с.99.
10. Демидов А.М., Говор Л.И., Куркин В.А. и др. //Ядерная физика. 1988. Т.47. С.897.

Статья поступила в редакцию 05.02.90 г.

ОЦЕНКА ВЕЛИЧИНЫ ПЕРИОДА ПОЛУРАСПАДА СПОНТАННОГО
ДЕЛЕНИЯ ^{238}U

Е. Н. Шуршиков, Ю. Ф. Яборов

Институт атомной энергии им. И. В. Курчатова, Москва

EVALUATION OF $T_{1/2}^{238}\text{U}$ SPONTANEOUS FISSION HALFLIFE. The present paper gives there commended spontaneous fission halflife of ^{238}U . This value was obtained by taking into account of experimental data using the mathematical statistic method.

Знание точной величины периода полураспада спонтанного деления урана-238 имеет большое значение для теоретических исследований и особенно для практических приложений. Самые первые работы, имеющие оценочный характер этой величины были выполнены в сороковых, начале пятидесятих годов [1-5]. В настоящее время количество работ, посвященных экспериментальному определению, оценкам на их основе и выработке рекомендуемых значений именно для периода полураспада СД урана-238 является наибольшим, чем для других нуклидов. Экспериментальные значения этой величины, полученные различными методами, имеют большой разброс. Имеющиеся в настоящий момент оценки и рекомендованные значения представляют собой, в основном, экспертные оценки специалистов [6-9].

В настоящей работе произведена оценка $T_{1/2\text{СД}}$ урана-238 на основе обработки математико-статистическими методами всех известных авторам значений этой величины [10-59]. Была замечена в работе [60] двухмодальность, в работе [11] - трехмодальность, а в работе [9] - пятимодальность спектра значений периода полураспада, вокруг которых группируются полученные экспериментальным путем значения.

В настоящей работе группировка значений в четыре группы, внутригрупповая обработка результатов и получение оцененных значений для каждой группы проведена на основе методов математической статистики. Все $n=53$ значений образуют несогласованную систему данных, т. к. вычисленное значение величины $\chi_{\text{выч}}^2(n)$ значительно превышает табличное значение $\chi_{\alpha,05}^2(n-1)$ для уровня значимости $\alpha=0,05$ (или доверительной вероятности $P=1-0,05=0,95$).

$$\chi_{\text{выч}}^2(53) = \sum_{i=1}^{53} \frac{(x_i - \bar{x}_\sigma)^2}{\sigma_i^2} = 1080,3 > 69,8 = \chi_{0,05}^2(52) \quad (52)$$

$$\bar{x}_\sigma = \frac{\sum_{i=1}^{53} x_i}{\sum_{i=1}^{53} \frac{1}{\sigma_i^2}} = 7,75,$$

Величина \bar{x}_σ является несмещенной и эффективной оценкой μ величин $\{x_i\}$ с соответствующими дисперсиями $\{\sigma_i\}$. Среднеквадратичное отклонение σ средневзвешенного определяется [61]

$$\sigma = \begin{cases} t_{n-1, \alpha} \cdot \sigma_E, & \sigma_E \geq \sigma_I \\ t_{n-1, \alpha} \cdot \frac{1}{2}(\sigma_E + \sigma_I), & \sigma_E < \sigma_I \end{cases},$$

где

$$\sigma_E = \sqrt{\frac{\chi_{\text{выч}}^2(n)}{(n-1)}} \cdot \sigma_I, \quad \sigma_I = \sqrt{1 / \sum_{i=1}^n \frac{1}{\sigma_i^2}},$$

$t_{n-1, \alpha}$ - коэффициент Стьюдента для n величин и уровня значимости α , приведенных, например в [62]. В настоящей работе принимается уровень значимости $\alpha=0,05$, т.е. все расчеты и получаемые оценки получены для доверительной вероятности $P=0,95$. Группировка экспериментальных данных в четыре группы в настоящей работе проведена и обоснована с помощью трех статистических критериев. Прежде всего необходимо получить системы согласованных данных, т.е. таких, чтобы $\chi_{\text{выч}}^2(k) \leq \chi_{0,05}^2(k-1)$. В результате группировки, приведенной в таблицах 1-4 имеем

$$\chi_{\text{выч}}^2(l=10) = 12,55 < 16,92 = \chi_{0,05}^2(9)$$

$$\chi_{\text{выч}}^2(m=4) = 3,69 < 7,82 = \chi_{0,05}^2(3)$$

$$\chi_{\text{выч}}^2(p=23) = 15,36 < 33,92 = \chi_{0,05}^2(22)$$

$$\chi_{\text{выч}}^2(q=16) = 11,39 < 25,00 = \chi_{0,05}^2(15).$$

Покажем, что альтернативные варианты не имеют смысла (не удовлетворяют принимаемым гипотезам с доверительной вероятностью $P=0,95$).

$$\chi_{\text{выч}}^2 (1+m=14)=70,94 > 22,36=\chi_{\alpha, \text{об}}^2 \quad (13)$$

$$\chi_{\text{выч}}^2 (m+p=27)=349,0 > 38,89=\chi_{\alpha, \text{об}}^2 \quad (26)$$

$$\chi_{\text{выч}}^2 (p+q=39)=307,2 > 53,4 =\chi_{\alpha, \text{об}}^2 \quad (38)$$

$$\chi_{\text{выч}}^2 (1+m+p=37)=473,0 > 51,0 =\chi_{\alpha, \text{об}}^2 \quad (36)$$

$$\chi_{\text{выч}}^2 (m+p+q=43)=935,5 > 58,1 =\chi_{\alpha, \text{об}}^2 \quad (42).$$

Отметим также, что некоторые результаты, включенные нами в третью группу, могут быть отнесены и к четвертой группе. Однако нами в третьей группе собрано максимальное количество результатов, не противоречащих χ^2 -распределению, такой подход обусловлен рядом физических причин, которые будут обсуждены в дальнейшем.

На следующем шаге статистической обработки необходимо внутри каждой из четырех групп проверить наличие аномальных экстремальных значений (АЭЗ) или как их еще называют "выбросы", или резко выделяющиеся результаты. Проверка проводится согласно методике, приведенной в [63], на основе процедуры Рознера [64], преимущества и предпочтительность ее использования показаны в [65]. Аномальных экстремальных значений внутри каждой группы не оказалось. Так, например, возможное АЭЗ $x=9,2$ в третьей группе дает расчетное значение $R_{\text{выч}}(23)=2,58 < \lambda_{\alpha, \text{об}}^{\text{кр}}(23)=2,93$ и не является, следовательно, АЭЗ.

Далее согласно третьему статистическому критерию надо отвергнуть гипотезу о равенстве средних, т.е. показать, что $\bar{x}_1 \neq \bar{x}_m \neq \bar{x}_p \neq \bar{x}_q$. Гипотеза о неравенстве средних для уровня значимости α принимается, если [66]

$$\bar{x}_m - \bar{x}_1 > t_{1-\alpha} \cdot \left[\frac{S_1^2}{1} + \frac{S_m^2}{m} \right]^{1/2}$$

$$\bar{x}_p - \bar{x}_m > t_{1-\alpha} \cdot \left[\frac{S_p^2}{p} + \frac{S_m^2}{m} \right]^{1/2}$$

$$\bar{x}_q - \bar{x}_p > t_{1-\alpha} \cdot \left[\frac{S_q^2}{q} + \frac{S_p^2}{p} \right]^{1/2}$$

где

$$\bar{x}_k = \frac{1}{k} \sum_{i=1}^k x_i$$

$$S_k^2 = \frac{1}{(k-1)} \sum_{i=1}^k (x_i - \bar{x}_k)^2$$

и индекс k принимает значения, равные l, m, p, q , а $t_{1-\alpha}$ — критическое значение t -распределения (распределения Стьюдента), приведенные, например, в [66] для уровня значимости α и числа степеней свободы ν , определяемого

$$\nu_{ml} = \frac{\left[\frac{S_m^2}{m} + \frac{S_l^2}{l} \right]^2}{\frac{\left[\frac{S_m^2}{m} \right]^2}{(m+1)} + \frac{\left[\frac{S_l^2}{l} \right]^2}{(l+1)}} - 2.$$

Расчеты показали: $\nu_{ml} = 12,86$; $\nu_{pm} = 18,09$; $\nu_{pq} = 19,25$. После проведения необходимой интерполяции табличных значений из [66] получим, что имеют место неравенства

$$\bar{x}_l - \bar{x}_m = 1,064 > 0,510$$

$$\bar{x}_p - \bar{x}_m = 0,9856 > 0,0376$$

$$\bar{x}_q - \bar{x}_p = 1,946 > 0,762$$

для следующих доверительных вероятностей $P_{ml} > 0,9995$; $P_{pm} > 0,9995$; $P_{pq} > 0,9995$.

Таким образом, имеет место однозначное, объективное и обоснованное группирование данных в четыре группы на основе математико-статистических методов. Заметим, что выделенное в [9] в пятую группу единственное значение $T_{1/2сд} = 40,8 \cdot 10^{15}$ лет не может серьезно рассматриваться до тех пор, пока не будет подтверждено близкими значениями других авторов.

В настоящей работе получены четыре оцененных для доверительной вероятности $P=0,95$ следующие групповые оценки $T_{1/2сд}$ урана-238:

$$T_1 = 6,48(27) \cdot 10^{15} \text{ лет}$$

$$T_2 = 7,21(12) \cdot 10^{15} \text{ лет}$$

$$T_3 = 8,20(8) \cdot 10^{15} \text{ лет}$$

$$T_4 = 9,86(19) \cdot 10^{15} \text{ лет.}$$

Наличие четырех групп значений говорит, что имеют место неучтенные пока систематические погрешности для каждой методики определения постоянной спонтанного деления. Некоторые возможные причины таких расхождений следует отметить. Величины, включенные в первую и вторую группы, в основном, получены радиохимическими методами, с использованием образцов природного урана и без контроля присутствия легких элементов в образцах. А как отмечено в работе [67], наличие легких элементов дает увеличение нейтронов из (α, n) -реакции, что приводит к дополнительному вкладу в события деления от деления урана-235 на тепловых нейтронах. В третью группу, как отмечалось выше, мы включили максимальное число результатов, не противоречащих χ^2 -критерию, однако в этой группе определяющими являются прямые методы счета событий деления (ионизационные камеры, "спинер"). Эти методы также имеют свои недостатки, например фон от высокой активности α -частиц, однако учет этого фона может привести только к увеличению периода полураспада спонтанного деления. В четвертой группе собраны результаты измерений твердотельными трековыми детекторами. Отметим, что основная трудность определения правильного значения периода полураспада спонтанного деления для этого метода, заключается в точном определении количества атомов делящегося вещества.

В настоящее время существенные различия значения постоянной спонтанного деления, полученные разными методами, не удается объяснить наличием систематических погрешностей одного из методов измерений. В качестве оцененного рекомендуется средневзвешенное значение $T_{1/2CD} = 8,20(8) \cdot 10^{15}$ лет, полученное в третьей группе, так как в эту группу входят хорошо согласованные результаты прямого счета событий деления.

В табл. 5 приведены данные, полученные другими авторами. В работе [6] оценка производилась на основе шестнадцати работ, и окончательный результат приведен для $P=0,95$. В [7] оценка проводилась на основе шести работ, причем все измерения в этих работах проводились на твердотельных трековых детекторах, погрешность оцененного значения принималась на основе погрешности метода измерения одной из работ. В [9] была проведена группировка 42-х результатов в четыре группы без расчета погрешностей, принятых в этих группах величин. В [11] построена гистограмма по 21-му результату и выделено три подгруппы, в качестве оцененного предлагается брать средневзвешенное значение из пяти результатов, относящихся к третьей группе и имеющих наименьшую погрешность. В [68] в качестве оцененного значения была принята одна работа. В [69] на основе двадцати пяти данных было получено средневзвешенное значение для $P=0,68$.

В настоящей работе, как указывалось, приведенная оценка получена на основе пятидесяти трех работ, т.е. существенно больших, чем у всех вышеперечисленных авторов. В наиболее представительной группе данных также проведена оценка большого массива экспериментальных результатов. Видно, что настоящие оценки имеют значительно меньшие погрешности, чем оценки других авторов.

В то же время отметим, что возможно использование и значений периодов полураспада из других групп, но только в тех случаях, когда для практических целей используется методика, свойственная данной группе. Дальнейшие исследования причин наличия четырехмодальности значений периода полураспада спонтанного деления урана-238 в зависимости от методик измерения имеют большое практическое значение для унификации и стандартизации измерительных методик, и в конечном счете приведут к более объективным и обоснованным значениям периодов полураспада.

Таблица 1

Значение периода полураспада спонтанного деления ^{238}U
(1 группа)

N	Работа	Метод	$T_{1/2\text{СД}} \cdot 10^{-15}$ лет
1	[10]	радиохимия	5,8(5)
2	[11]	трековый детектор	5,87(35)
3	[12]	радиохимия	5,96(40)
4	[13]	радиохимия	5,96(61)
5	[14]	трековый детектор	5,97(41)
6	[13]	радиохимия	6,1(15)
7	[15]	регистрация нейтронов	6,5(3)
8	[16]	радиохимия	6,72(33)
9	[17]	жидкий сцинтиллятор	6,77(15)
10	[18]	трековый детектор	6,86(81)

Таблица 2

Значение периода полураспада спонтанного деления ^{238}U
(2 группа)

N	Работа	Метод	$T_{1/2\text{СД}} \cdot 10^{-15}$ лет
1	[19]	радиохимия	7,191(36)
2	[20]	регистрация нейтронов	7,25(35)
3	[21]	регистрация нейтронов	7,34(30)
4	[22]	трековый детектор	7,48(15)

Значение периода полураспада спонтанного деления ^{238}U
(3 группа)

N	Работа	Метод	$T_{1/2\text{сд}} \cdot 10^{-15}$ лет
1	[23]	радиохимия	7,8(3)
2	[24]	выход осколков деления	8,0(2)
3	[25]	регистрация нейтронов	8,0(4)
4	[26]	радиохимия	8,0(5)
5	[27]	трековый детектор	8,0(6)
6	[28]	ионизационная камера	8,03(23)
7	[29]	ионизационная камера	8,04(27)
8	[30]	трековый детектор	8,1(3)
9	[31]	трековый детектор	8,1(3)
10	[32]	трековый детектор	8,16(73)
11	[33]	спинер	8,19(6)
12	[34]	спинер	8,23(10)
13	[35]	ионизационная камера	8,26(51)
14	[36]	ионизационная камера	8,29(27)
15	[37]	регистрация нейтронов	8,3(4)
16	[38]	радиохимия	8,3(8)
17	[39]	трековый детектор	8,42(44)
18	[40]	ионизационная камера	8,43(21)
19	[41]	радиохимия	8,6(9)
20	[42]	регистрация нейтронов	8,8(4)
21	[28]	трековый детектор	8,81(33)
22	[43]	радиохимия	8,9(10)
23	[44]	трековый детектор	9,2(6)

Таблица 4

Значение периода полураспада спонтанного деления ^{238}U
(4 группа)

N	Работа	Метод	$T_{1/2\text{сд}} \cdot 10^{-15}$ лет
1	[45]	трековый детектор	9,50(21)
2	[46]	трековый детектор	9,6(3)
3	[47]	трековый детектор	9,73(44)
4	[48]	трековый детектор	9,76(82)
5	[49]	трековый детектор	9,86(16)
6	[50]	трековый детектор	9,9(4)
7	[51]	трековый детектор	9,9(4)
8	[52]	трековый детектор	10,0(3)
9	[53]	ионизационная камера	10,0(14)
10	[54]	трековый детектор	10,2(8)
11	[55]	трековый детектор	10,2(9)
12	[56]	радиохимия	10,3(10)
13	[57]	трековый детектор	10,5(3)
14	[49]	трековый детектор	10,5(13)
15	[58]	регистрация нейтронов	11(2)
16	[59]	фотоэмульсия	13(2)

Таблица 5

Оцененные и рекомендованные значения
периода полураспада спонтанного деления ^{238}U

Работа	1 группа	2 группа	3 группа	4 группа
	$T_{1/2\text{сд}} \cdot 10^{-15}$ лет			
[6]			8,08(26)	
[7]				9,76(44)
[9]	6,51	7,19	8,19	9,83
[11]	5,9		8,16(13)	9,9
[68]			8,8(4)	
[69]			8,30(16)	
настоящая работа	6,48(27)	7,21(12)	8,20(8)	9,36(19)

Список литературы

1. Петржак К.А., Флёров Г.Н. // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 1940. Т. 10. С. 1013-1017.
2. Maurer W., Pose H. // Z.Phys. 1943. V.121. P.285-292.
3. Pose H. //Z.Phys. 1943. V.121. P.293-297.
4. Lu Hoff, Tsao Hsuo-Ling. //Acta Sci.Sinica. 1952. V.1. P.77-84.
5. Scharff-Goldhaber G., Klaiber G.S. //Phys.Rev. 1946. V.70. P.229.
6. Holden N.E. The uranium half-lives: a critical review./BNL-NCS-51320 (January, 1981).
7. Хольнов Ю.В., Чечев В.П., Камынов Ш.В. и др. Оцененные значения ядерно-физических характеристик радиоактивных нуклидов, применяемых в народном хозяйстве. /Справочник. М.: Энергоиздат, 1982. С.140.
8. Lorenz A. Proposed Recommended List of Heavy Element Radionuclide Decay Data. INDS (NDS)-149/NE (December, 1983).
9. Bigazzi G. //Nucl. Tracks. 1981. V.5. P.35-44.
10. Герлинг Э.К., Шуколюков Ю.А., Макарович Б.А. //Радиохимия. 1955. № 1, с.223-226.
11. De Carvahlo H.G., Martins J.B., Medeiros E.L. et al.//Nucl. Instrum. Methods. 1982. V.197. P.417-426.
12. Kuroda P.K., Edwards R.R. //J. Inorgan.Nucl.Chem. 1957. V.3. P.345-348.
13. Kuroda P.K., Edwards R.R. //J.Chem.Phys. 1954. V.22. P.1940.
14. De Carvahlo H.G., Martins J.B., De Souza I.O. //An.Acad.Brasil.Cienc. 1976. V.48. P.205.
15. Кузьминов Б.Д., Нестеров В.Г., Прохорова Л.И. и др. //Журнал экспериментальной и теоретической физики. 1955. Т.37. С.406-411.
16. Шуколюков Ю.А., Ашкинадзе Г.Ш. и др. //Геохимия. 1968. N 3. С.265-274.
17. Rizzo D.M. //An.Acad.Brasil.Cienc. 1978. V.50(3). P.303-313.
18. Mark T.D., Mark E., Bertel E. et al. //Ber.nat.-med. ver Innsbruck. 1977. V.64. P.7-11.
19. Ishimori T., Ueno K. et al. //Radiochim.Acta. 1967. V.7. P.95-103.
20. Waltner A.W., Leonard B.E. //J.Nucl.Energy. 1959. V.11. P.1-7.
21. Letter D.J. //J.Nucl.Energy. 1959. V.11. P.34.
22. Spaggiari E.R.V. //An.Acad.Brasil.Cienc. 1980. V.52(2). P.213-223.
23. Menon M.P. //Nucl.Sci.Abstr. 1964. V.18. P.158.
24. Von Gunten H.R. //Actinides Rev. 1969. V.1. P.275-298.
25. Thury W.M. //Acta Phys.Aust. 1971. V.33. P.375-388.

26. Parker P.L., Kuroda P.K. //J. Inorg. Nucl. Chem. 1958. V.5. P.153-158.
27. Wagner G.A., Reimer G.B., Carpenter B.S. et al. //Geochim. Cosmochim. Acta 1975. V.39. P.1279-1286.
28. Zhang Huanqiao. Transactinium isotope nuclear data-1984. /Proceedings of the third advisory group meeting on transactinium isotope nuclear data organization by the IAEA and held in Uppsala, 21-25 May, 1984.
29. Serge E. //Phys. Rev. 1952. V.86. P.21-28.
30. Halder J.C., Lattes C.M.G., Marques A. et al. //Nuclear Tracks. 1981. V.5. P.45-52.
31. Thiel K., Herr W. //Earth. Planet. Sci. Lett. 1976. V.30. P.50-56.
32. Storzer D. Spaltspuren des 238-Urans und ihre Bedeutung für die geologische Geschichte natürlicher Glaser Thesis Univ. Heidelberg. 1970.
33. Galliker D., Hugentobler E., Hahn B. //Helv. Phys. Acta. 1970. V.43. P.593-606.
34. Spadavecchia A., Hahn B. //Helv. Phys. Acta. 1967. V.40. P.1063-1079.
35. Whitehouse W.J., Galbraith W. //Phil. Mag. 1950. V.41. P.429-443.
36. Ivanov M.P., Ter-Akopian G.M., Fefilov B.V. et al. //Nucl. Instrum. Methods. 1985. V.A234. P.152-157.
37. Белецкий С.Н., Скорохвачов М.Д., Эйтенко А.В. //Атомная энергия. 1983. Т.55. Вып.2. С.97-99.
38. Parker P.L., Kuroda P.K. //J. Chem. Phys. 1956. V.25. P.1084-1085.
39. Vartanian R. //Helv. Phys. Acta. 1984. V.57. P.416-420.
40. Kase M., Kikuchi T., Doke T. //Nucl. Instrum. Methods. 1978. V.154. P.335-341.
41. Sabu D.D. //J. Inorg. Nucl. Chem. 1971. V.33. P.1509-1513.
42. Popeko A.G., Ter-Akopian G.M. //Nucl. Instr. Methods. 1980. V.178. P.163-165.
43. Rao M.N., Kuroda P.K. //Phys. Rev. 1966. V.147. P.884-886.
44. Suzuki M. //J. Faculty of Science University of Tokyo, 1973. Sec.3, part 3, p.241-318.
45. Leme M.P.T., Renner C., Cattani M. //Nucl. Instr. Methods. 1971. V.91. P.577-579.
46. Emma V., Lo Nigro S. //Nucl. Instr. Methods 1975. V.128. P.355-357.
47. Иванов К.Н., Петржак К.А. //Атомная энергия. 1974. Т.36. Вып.5, с.403.
48. Nishimura S. On the value of the decay constant for spontaneous fission of uranium-238. /Short papers of the Fourth International Conference, Geochronology, Cosmochronology, Isotope Geology. 1978, Geological Survey Open-File Report 78-701. P.306-307.

49. Roberts J.H., Gold R., Armany R.J. //Phys.Rev. 1968. V.174. P.1482-1484.
50. Nishimura S. On the value of the decay constant for spontaneous fission of ^{238}U . Ganseki Kobutsu Kosho Gakkai-Shi, 1970. V.67. P.139-142.
51. Hurford H.J., Gleadow A.J.W. //Nucl.Track.Detection. 1977. V.1. P.41-48.
52. Fleisher R.L., Price P.B. //Phys.Rev. 1964. V.133. P.B63-B64.
53. Подгурская А.В., Калашникова В.И., Столяров Г.А. и др. //Журнал экспериментальной и теоретической физики. 1955. Т.28. С.503-505.
54. Khan H.A., Durrani S.A. //Radiat. Effects. 1973. V.17. P.133-135.
55. Kleeman J.D., Lovering J.F. //Geochim.Cosmochim.Acta.1971. V.35. P.637-640.
56. Kuroda P.K., Edwards P.R., Ashizawa F.I. //J.Chem.Phys. 1956. V.25. P.603.
57. Baptista Z.N.R., Mantovani M.S.M., Ribeiro F.B. //An.Acad.Brasil.Cienc. 1981. V.53(3). p.437-441.
58. Conde H., Holmberg M. //Nuclear Energy. 1971. V.25. P.331-338.
59. Перфилов Н.А. //Журнал экспериментальной и теоретической физики. 1947. Т.17. С.476-484.
60. Шуршиков Е.Н., Фильченков М.А., Яборов Ю.Ф. и др. //Вопросы атомной науки и техники. Сер. Общая и ядерная физика. 1982. Вып.2(20). С.742.
61. Агекян Т.А. Основы теории ошибок для астрономов и физиков. М.:Наука, 1968.
62. ГОСТ 8.207-76. Прямые измерения с многократными наблюдениями. Методы обработки результатов наблюдений. Основные положения. М.: Изд-во стандартов, 1983.
63. Яборов Ю.Ф. //Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. 1989. №2, с.50-59.
64. Rosner B. On the Detection of Many Outliers Technometrics. 1975. V.17. P.221-227.
65. Яборов Ю.Ф. //Метрология. 1989. №5, с.3-7.
66. Химмельблау Д. Анализ процессов статистическими методами. М.:Мир, 1973.
67. Atrep M., Ledbtter W.B., Riddle D.K. //J.Inorg.Nucl.Chem. 1979. V.41. P.1-5.
68. Shurshikov E.N., Filchenkov M.L., Jaborov Yu.F. //Nucl.Data Sheets. 1983. V.38. P.277-347.
69. Shurshikov E.N. //Nucl.Data Sheets. 1988. V.53. P.601-676.

Статья поступила в редакцию 19.02.90 г.

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

Element		Quantity	Laboratory	Work-type	Energy (eV)		Page	Comments
S	A				min	max		
MG	024	NP	FEI	EXPT	FAST		67	ZVONAREV+REAC, AV SIG REL NF U-5, TBL
AL	027	NA	FEI	EXPT	FAST		67	ZVONAREV+REAC, AV SIG REL NF U-5, TBL
AL	027	NP	FEI	EXPT	FAST		67	ZVONAREV+REAC, AV SIG REL NF U-5, TBL
TI	046	NP	FEI	EXPT	FAST		67	ZVONAREV+REAC, AV SIG REL NF U-5, TBL
TI	047	NP	FEI	EXPT	FAST		67	ZVONAREV+REAC, AV SIG REL NF U-5, TBL
TI	048	NP	FEI	EXPT	FAST		67	ZVONAREV+REAC, AV SIG REL NF U-5, TBL
CR	050	NG	FEI	EXPT	FAST		67	ZVONAREV+REAC, AV SIG REL NF U-5, TBL
CR	050	NP	FEI	EVAL	2.5+4	2.0+7	53	ZELENETSKIJ+'BROND' LIBR. P-SPEC NDG
CR	050	NA	FEI	EVAL	3.2+5	2.0+7	53	ZELENETSKIJ+'BROND' LIBR. A-SPEC GRPH
CR	050	N2N	FEI	EVAL	1.2+7	2.0+7	53	ZELENETSKIJ+'BROND' LIBR. N-SPEC NDG
CR	050	NNP	FEI	EVAL	9.5+6	2.0+7	53	ZELENETSKIJ+'BROND' LIBR. N, P-SPEC
CR	050	NNA	FEI	EVAL	8.5+6	2.0+7	53	ZELENETSKIJ+'BROND' LIBR. N, A-SPEC
CR	052	NP	FEI	EVAL	3.1+6	2.0+7	53	ZELENETSKIJ+'BROND' LIBR. P-SPEC NDG
CR	052	NA	FEI	EVAL	1.2+6	2.0+7	53	ZELENETSKIJ+'BROND' LIBR. A-SPEC GRPH
CR	052	N2N	FEI	EVAL	1.2+7	2.0+7	53	ZELENETSKIJ+'BROND' LIBR. N-SPEC NDG

Element	Quantity		Laboratory	Work-type	Energy (eV)		Page	Comments
	S	A			min	max		
CR 052	NNP		FEI	EVAL	1.0+7	2.0+7	53	ZELENETSKIJ+' BROND' LIBR. N, P-SPEC
CR 052	NNA		FEI	EVAL	9.3+6	2.0+7	53	ZELENETSKIJ+' BROND' LIBR. N, A-SPEC
CR 053	NP		FEI	EVAL	2.6+6	2.0+7	53	ZELENETSKIJ+' BROND' LIBR. P-SPEC NDG
CR 053	NA		FEI	EVAL	1.7+6	2.0+7	53	ZELENETSKIJ+' BROND' LIBR. A-SPEC NDG
CR 053	N2N		FEI	EVAL	7.9+6	2.0+7	53	ZELENETSKIJ+' BROND' LIBR. N-SPEC NDG
CR 053	NNP		FEI	EVAL	1.1+7	2.0+7	53	ZELENETSKIJ+' BROND' LIBR. N, P-SPEC
CR 053	NNA		FEI	EVAL	9.1+6	2.0+7	53	ZELENETSKIJ+' BROND' LIBR. N, A-SPEC
CR 054	NP		FEI	EVAL	6.2+6	2.0+7	53	ZELENETSKIJ+' BROND' LIBR. P-SPEC NDG
CR 054	NA		FEI	EVAL	1.5+6	2.0+7	53	ZELENETSKIJ+' BROND' LIBR. A-SPEC NDG
CR 054	N2N		FEI	EVAL	9.7+6	2.0+7	53	ZELENETSKIJ+' BROND' LIBR. N-SPEC NDG
CR 054	NNP		FEI	EVAL	1.2+7	2.0+7	53	ZELENETSKIJ+' BROND' LIBR. N, P-SPEC
CR 054	NNA		FEI	EVAL	7.9+6	2.0+7	53	ZELENETSKIJ+' BROND' LIBR. N, A-SPEC
MN 055	NG		FEI	EXPT	FAST		67	ZVONAREV+REAC, AV SIG REL NF U-5, TBL
FE 054	NP		FEI	EVAL	8.9+4	2.0+7	53	ZELENETSKIJ+' BROND' LIBR. P-SPEC NDG
FE 054	NA		FEI	EVAL	8.4+5	2.0+7	53	ZELENETSKIJ+' BROND' LIBR. A-SPEC NDG
FE 054	N2N		FEI	EVAL	1.3+7	2.0+7	53	ZELENETSKIJ+' BROND' LIBR. N-SPEC NDG
FE 054	NNP		FEI	EVAL	8.8+6	2.0+7	53	ZELENETSKIJ+' BROND' LIBR. N, P-SPEC

Element		Quantity	Laboratory	Work-type	Energy (eV)		Page	Comments
S	A				min	max		
FE 054	NNA	FEI	EVAL	8.4+6	2.0+7	53	ZELENETSKIJ+'BROND'LIBR. N, A-SPEC	
FE 054	NA	FEI	EXPT	FAST		67	ZVONAREV+RAEC, AV SIG REL NF U-5, TBL	
FE 054	NP	FEI	EXPT	FAST		67	ZVONAREV+RAEC, AV SIG REL NF U-5, TBL	
FE 054	NA	KUR	MIXT	MAXW		39	MAKAROV+MDL CALC SIG, I-ABS CFD EXPT	
FE 056	NP	FEI	EXPT	FAST		67	ZVONAREV+REAC, AV SIG REL NF U-5, TBL	
FE 056	NP	FEI	EVAL	2.9+6	2.0+7	53	ZELENETSKIJ+'BROND'LIBR. P-SPEC NDG	
FE 056	N2N	FEI	EVAL	1.1+7	2.0+7	53	ZELENETSKIJ+'BROND'LIBR. N-SPEC NDG	
FE 056	NNP	FEI	EVAL	1.0+7	2.0+7	53	ZELENETSKIJ+'BROND'LIBR. N, P-SPEC	
FE 056	NNA	FEI	EVAL	7.6+6	2.0+7	53	ZELENETSKIJ+'BROND'LIBR. N, A-SPEC	
FE 057	NP	FEI	EVAL	1.7+6	2.0+7	53	ZELENETSKIJ+'BROND'LIBR. P-SPEC NDG	
FE 057	NA	FEI	EVAL	2.3+0	2.0+7	53	ZELENETSKIJ+'BROND'LIBR. A-SPEC NDG	
FE 057	N2N	FEI	EVAL	7.7+6	2.0+7	53	ZELENETSKIJ+'BROND'LIBR. N-SPEC NDG	
FE 057	NNP	FEI	EVAL	1.0+7	2.0+7	53	ZELENETSKIJ+'BROND'LIBR. N, P-SPEC	
FE 057	NNA	FEI	EVAL	7.3+6	2.0+7	53	ZELENETSKIJ+'BROND'LIBR. N, A-SPEC	
FE 058	NP	FEI	EVAL	5.4+6	2.0+7	53	ZELENETSKIJ+'BROND'LIBR. P-SPEC NDG	
FE 058	NA	FEI	EVAL	1.4+6	2.0+7	53	ZELENETSKIJ+'BROND'LIBR. A-SPEC NDG	
FE 058	N2N	FEI	EVAL	1.0+7	2.0+7	53	ZELENETSKIJ+'BROND'LIBR. N-SPEC NDG	

Element		Quantity	Laboratory	Work-type	Energy (eV)		Page	Comments
S	A				min	max		
FE	058	NNP	FEI	EVAL	1.1+7	2.0+7	53	ZELENETSKIJ+' BROND' LIBR. N, P-SPEC
FE	058	NNA	FEI	EVAL	7.6+6	2.0+7	53	ZELENETSKIJ+' BROND' LIBR. N, A-SPEC
NI	058	NP	FEI	EXPT	FAST		53	ZVONAREV+REAC, AVG SIG REL NF U-5, TBL
NI	058	NG	FEI	EXPT	FAST		67	ZVONAREV+REAC, AVG SIG REL NF U-5, TBL
CO	059	NG	FEI	EXPT	FAST		67	ZVONAREV+REAC, AVG SIG REL NF U-5, TBL
CO	059	NA	FEI	EXPT	FAST		67	ZVONAREV+REAC, AVG SIG REL NF U-5, TBL
CO	059	NP	FEI	EXPT	FAST		67	ZVONAREV+REAC, AVG SIG REL NF U-5, TBL
NI	058	TOT	IJI	EXPT	2.0+0	8.0+3	27	LITVINSKIJ+REAC, TOF, SIG(E), GRPH, CFD
NI	058	POT	IJI	EXPT	2.0+0	8.0+3	27	LITVINSKIJ+ANAL SIGTOT, R-TOT, TBL
NI	058	RES	IJI	EXPT	2.0+0	8.0+3	27	LITVINSKIJ+ANAL SIGTOT, WN, TBL, CFD
NI	058	NP	FEI	EVAL	3.9+5	2.0+7	53	ZELENETSKIJ+' BROND' LIBR. P-SPEC, NDG
NI	058	NA	FEI	EVAL	2.8+6	2.0+7	53	ZELENETSKIJ+' BROND' LIBR. A-SPEC, NDG
NI	058	N2N	FEI	EVAL	1.2+7	2.0+7	53	ZELENETSKIJ+' BROND' LIBR. N-SPEC, NDG
NI	058	NNP	FEI	EVAL	8.1+6	2.0+7	53	ZELENETSKIJ+' BROND' LIBR. N, P-SPEC
NI	058	NNA	FEI	EVAL	6.4+6	2.0+7	53	ZELENETSKIJ+' BROND' LIBR. N, A-SPEC
NI	060	NP	FEI	EVAL	2.0+6	2.0+7	53	ZELENETSKIJ+' BROND' LIBR. P-SPEC, NDG
NI	060	NA	FEI	EVAL	1.3+6	2.0+7	53	ZELENETSKIJ+' BROND' LIBR. A-SPEC, GRPH

Element		Quantity	Laboratory	Work-type	Energy (eV)		Page	Comments
S	A				min	max		
NI 060	N2N	FEI	EVAL	1.1+7	2.0+7	53	ZELENETSKIJ+' BROND' LIBR. N-SPEC, NDG	
NI 060	NNP	FEI	EVAL	9.2+6	2.0+7	53	ZELENETSKIJ+' BROND' LIBR. N, P-SPEC	
NI 060	NNA	FEI	EVAL	6.2+6	2.0+7	53	ZELENETSKIJ+' BROND' LIBR. N, A-SPEC	
NI 060	TOT	IJI	EXPT	2.0+0	8.0+3	27	LITVINSKIJ+REAC, TOF, SIG(E), GRPH, CFD	
NI 060	POT	IJI	EXPT	2.0+0	8.0+3	27	LITVINSKIJ+ANAL SIGTOT, R-POT, TBL	
NI 060	RES	IJI	EXPT	2.0+0	8.0+3	27	LITVINSKIJ+ANAL SIGTOT, WN, WG, TBL	
NI 061	NP	FEI	EVAL	5.0+5	2.0+7	53	ZELENETSKIJ+' BROND' LIBR. P-SPEC, NDG	
NI 061	NA	FEI	EVAL	3.5+6	2.0+7	53	ZELENETSKIJ+' BROND' LIBR. A-SPEC, NDG	
NI 061	N2N	FEI	EVAL	7.8+6	2.0+7	53	ZELENETSKIJ+' BROND' LIBR. N-SPEC, NDG	
NI 061	NNP	FEI	EVAL	9.8+6	2.0+7	53	ZELENETSKIJ+' BROND' LIBR. N, P-SPEC	
NI 061	NNA	FEI	EVAL	6.4+6	2.0+7	53	ZELENETSKIJ+' BROND' LIBR. N, A-SPEC	
NI 061	NA	FEI	EVAL	4.3+5	2.0+7	53	ZELENETSKIJ+' BROND' LIBR. A-SPEC, NDG	
NI 061	N2N	FEI	EVAL	1.0+7	2.0+7	53	ZELENETSKIJ+' BROND' LIBR. N-SPEC, NDG	
NI 061	NNP	FEI	EVAL	1.1+7	2.0+7	53	ZELENETSKIJ+' BROND' LIBR. N, P-SPEC	
NI 061	NNA	FEI	EVAL	7.0+6	2.0+7	53	ZELENETSKIJ+' BROND' LIBR. N, A-SPEC	
NI 061	TOT	IJI	EXPT	2.0+0	8.0+3	27	LITVINSKIJ+REAC, TOF, SIG(E), GRPH, CFD	
NI 061	POT	IJI	EXPT	2.0+0	8.0+3	27	LITVINSKIJ+ANAL SIG-TOT, R-POT, TBL	

Element		Quantity	Laboratory	Work-type	Energy (eV)		Page	Comments
S	A				min	max		
NI	061	RES	IJI	EXPT	2.0+0	8.0+3	27	LITVINSKIJ+ANAL SIG-TOT, WN, WC, TBL
NI	064	RES	IJI	EXPT	2.0+0	8.0+3	27	LITVINSKIJ+ANAL SIG-TOT, WN, TBL, CFD
NI	064	TOT	IJI	EXPT	2.0+0	8.0+3	27	LITVINSKIJ+REAC, TOF, SIG(E), GRPH, CFD
NI	064	POT	IJI	EXPT	2.0+0	8.0+3	27	LITVINSKIJ+ANAL SIG-TOT, R-POT, TBL
NI	064	NG	FEI	EXPT	FAST		67	ZVONAREV+REAC, AVG SIG REL NF U-5, TBL
NI	064	NP	FEI	EVAL	6.2+6	2.0+7	53	ZELENETSKIJ+'BROND' LIBR. P-SPEC, NDG
NI	064	NA	FEI	EVAL	2.4+6	2.0+7	53	ZELENETSKIJ+'BROND' LIBR. A-SPEC, NDG
NI	064	N2N	FEI	EVAL	9.6+6	2.0+7	53	ZELENETSKIJ+'BROND' LIBR. N-SPEC, NDG
NI	064	NNP	FEI	EVAL	1.2+7	2.0+7	53	ZELENETSKIJ+'BROND' LIBR. N, P-SPEC
NI	064	NNA	FEI	EVAL	8.1+6	2.0+7	53	ZELENETSKIJ+'BROND' LIBR. N, A-SPEC
CU	063	NG	FEI	EXPT	FAST		67	ZVONAREV+REAC, AVG SIG REL NF U-5, TBL
CU	065	NG	FEI	EXPT	FAST		67	ZVONAREV+REAC, AVG SIG REL NF U-5, TBL
ZR	094	NG	FEI	EXPT	FAST		67	ZVONAREV+REAC, AVG SIG REL NF U-5, TBL
ZR	096	NG	FEI	EXPT	FAST		67	ZVONAREV+REAC, AVG SIG REL NF U-5, TBL
NB	093	N2N	FEI	EXPT	FAST		67	ZVONAREV+REAC, AVG SIG REL NF U-5, TBL
NB	093	NA	FEI	EXPT	FAST		67	ZVONAREV+REAC, AVG SIG REL NF U-5, TBL
MO	092	NA	FEI	EXPT	FAST		67	ZVONAREV+REAC, AVG SIG REL NF U-5, TBL

Element		Quantity	Laboratory	Work-type	Energy (eV)		Page	Comments
S	A				min	max		
MO	092	NP	FEI	EXPT	FAST		67	ZVONAREV+REAC, AVG SIG REL NF U-5, TBL
MO	098	NG	FEI	EXPT	FAST		67	ZVONAREV+REAC, AVG SIG REL NF U-5, TBL
IN	115	DIN	FEI	EXPT	FAST		67	ZVONAREV+REAC, AVG SIG REL NF U-5, TBL
TE	122	DNG	KUR	EXPT	FAST		80	BERENDAKOV+G-SPEC, ANGDIST, POLRZ, TBL
TE	122	RES	KUR	EXPT	FAST		80	BERENDAKOV+G-TRANSL INIS, J-LVLS, TBL
AU	197	NG	FEI	EXPT	FAST		67	ZVONAREV+REAC, AVG SIG REL NF U-5, TBL
TH	232	NG	FEI	EXPT	FAST		67	ZVONAREV+REAC, AVG SIG REL NF U-5, TBL
TH	232	N2N	FEI	EXPT	FAST		67	ZVONAREV+REAC, AVG SIG REL NF U-5, TBL
TH	232	NF	FEI	EXPT	FAST		67	ZVONAREV+REAC, AVG SIG REL NF U-5, TBL
U	233	NF	FEI	EXPT	FAST		67	ZVONAREV+REAC, AVG SIG REL NF U-5, TBL
U	234	NF	FEI	EXPT	FAST		67	ZVONAREV+REAC, AVG SIG REL NF U-5, TBL
U	236	NF	FEI	EXPT	FAST		67	ZVONAREV+REAC, AVG SIG REL NF U-5, TBL
U	236	NG	FEI	EXPT	FAST		67	ZVONAREV+REAC, AVG SIG REL NF U-5, TBL
U	238	NG	FEI	EXPT	FAST		67	ZVONAREV+REAC, AVG SIG REL NF U-5, TBL
U	238	N2N	FEI	EXPT	FAST		67	ZVONAREV+REAC, AVG SIG REL NF U-5, TBL
U	238	NF	FEI	EXPT	FAST		67	ZVONAREV+REAC, AVG SIG REL NF U-5, TBL
NP	237	NG	FEI	EXPT	FAST		67	ZVONAREV+REAC, AVG SIG REL NF U-5, TBL

Element		Quantity	Laboratory	Work-type	Energy (eV)		Page	Comments
S	A				min	max		
NP	237	NF	FEI	EXPT	FAST		67	ZVONAREV+REAC, AVG SIG REL NF U-5, TBL
PU	239	NUD	FEI	EXPT	MAXW		13	IGNAT'EV+HE-3 DET, DEL N-SPEC, TBL
PU	239	NF	FEI	EXPT	FAST		67	ZVONAREV+REAC, AVG SIG REL NF U-5, TBL
PU	240	NF	FEI	EXPT	FAST		67	ZVONAREV+REAC, AVG SIG REL NF U-5, TBL
PU	241	NF	FEI	EXPT	FAST		67	ZVONAREV+REAC, AVG SIG REL NF U-5, TBL
PU	242	NF	FEI	EXPT	FAST		67	ZVONAREV+REAC, AVG SIG REL NF U-5, TBL
AM	241	NF	FEI	EXPT	FAST		67	ZVONAREV+REAC, AVG SIG REL NF U-5, TBL
MANY		NG	RI	EVAL	3.0+4		44	TROFIMOV+ISOTOP SYSTEMATIC, SIGS, TBL

УДК 539.173.4

ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЯ ДЕЛЕНИЯ РЕДКОЗЕМЕЛЬНОГО ЯДРА САМАРИЯ НА СПЕКТРЕ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ РЕАКТОРА Ф-1/С.К. Лисин, В.И. Мостовой, П.Ю. Симонов, Г.И. Устроев. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1990, вып.3, с.3-6.

Проведены эксперименты по поиску канала деления ядер Sm , измерялось сечение деления этого ядра. Использовался образец из естественного Sm весом 100 мкг на площади $\approx 0,2 \text{ см}^2$. Измерения выполнены в центре уран-графитового реактора Ф-1, где поток тепловых нейтронов $\approx 0,7 \cdot 10^{10} \text{ н/см}^2 \text{ сек}$. Регистрация актов деления проводилась полупроводниковыми пробойными детекторами (МО П-структуры), нечувствительными к мощному ионизирующему излучению реактора (рис.1, табл.1, список лит. - 3 назв.).

УДК 539.171

ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКАЯ ФУНКЦИЯ ЗАДАЧИ СТАТИСТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ РЕЗОНАНСНЫХ СЕЧЕНИЙ/А.А. Лукьянов, Н.Кокмджиева, Н.А. Алами, Н.Янева. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1990, вып.3, с.7-12.

В формальной теории резонансных реакций определяется понятие характеристической функции для распределения элементов статистической R -матрицы. Предложен метод построения средних функционалов сечений в области неразрешенных резонансов. Даны различные интегральные представления характеристической функции и исследованы ее математические свойства (табл.1, список лит. - 6 назв.).

УДК 539.173.84

ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ ПРИ ДЕЛЕНИИ $Pu-239$ ТЕПЛОВЫМИ НЕЙТРОНАМИ/С.В. Игнатъев, Ю.Ф. Балакшав, Б.П. Максютенко, В.Н. Манохин, А.М. Цибуля. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1990, вып.3, с.13-26.

Из экспериментальной информации, полученной двумерным методом с помощью 3He -спектрометра на линии с ЭВМ, восстановлены различные типы спектров запаздывающих нейтронов: квазиравновесный спектр, спектры групп и предшественников запаздывающих нейтронов, интегральные спектры в различные моменты времени после выключения источника нейтронов, вызывающих деление. Рассчитаны средние энергии спектров и относительные выходы запаздывающих нейтронов, а также их интенсивности в 26-групповом представлении ВНАБ. Надежность данных проверена путем сравнения с данными других работ, а также путем внутренней проверки в рамках самого двумерного метода. Полученные результаты рекомендованы для использования в реакторных расчетах (рис.6, табл.6, список лит. - 18 назв.).

УДК 539.17.02

ПОЛНЫЕ НЕЙТРОННЫЕ СЕЧЕНИЯ И РЕЗОНАНСНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ЧЕТНЫХ ИЗОТОПОВ НИКЕЛЯ $^{58,60,62,64}\text{Ni}$ В ДИАПАЗОНЕ ЭНЕРГИЙ 2-8000

эВ / Л. Л. Литвинский, П. Н. Воропа, В. Г. Кривенко, В. А. Либман, А. В. Мурзин, Г. М. Новоселов, Н. А. Трофимова, Л. Е. Червонная. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1990, вып. 3, с. 27-38.

На атомном реакторе ВВР-М ИЯИ АН УССР методом времени пролета измерены полные нейтронные сечения $^{58,60,62,64}\text{Ni}$ в диапазоне энергий 2-8000 эВ. Определены радиусы потенциального рассеяния и параметры отрицательных и ближайших положительных резонансов $^{58,60,62,64}\text{Ni}$ (рис. 5, табл. 5, список лит. - 7 назв.).

УДК 539.172.162.2

СЕЧЕНИЕ РЕАКЦИИ $^{54}\text{Fe}(n,\alpha)^{51}\text{Cr}$ НА ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНАХ / С. П. Макаров, Г. А. Пик-Пичак, Ю. Ф. Родионов, В. В. Хмызов, Ю. А. Яшин. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1990, вып. 3, с. 39-43.

Получены теоретическая и экспериментальная оценки сечения реакции $^{54}\text{Fe}(n,\alpha)^{51}\text{Cr}$ на тепловых нейтронах. Результаты расчета: $\langle \sigma_{\alpha} \rangle \approx 1,1 \cdot 10^{-27}$ б; $RI(\text{н. дел}) \approx 0,6$ мб; результаты эксперимента: $\sigma_{\alpha} \approx 1 \cdot 10^{-5}$ б; $RI = (1,09 \pm 0,13)$ мб (список лит. - 15 назв.).

УДК 539.172.4

ИЗОТОПИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ СЕЧЕНИЙ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА ЯДЕР ПРИ ЭНЕРГИИ НЕЙТРОНОВ 30 кэВ / Ю. Н. Трофимов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1990, вып. 3, с. 44-52.

На основе изотопической систематики рассчитаны важные для астрофизики средние сечения радиационного захвата нейтронов при энергии 30 кэВ для 32 стабильных и 51 радиоактивного ядер (рис. 1, табл. 2, список лит. - 12 назв.).

УДК 539.172.4

ОЦЕНКА СПЕКТРОВ ЭМИССИИ ЧАСТИЦ НА ИЗОТОПАХ ХРОМА, ЖЕЛЕЗА И НИКЕЛЯ ДЛЯ БИБЛИОТЕКИ БРОНД / А. В. Зеленецкий, А. Б. Пашенко. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1990, вып. 3, с. 53-66.

Обсуждаются новые результаты оценки спектров эмиссии частиц в реакциях (n,p) , (n,α) , $(n,2n)$, $(n,n'p)$ и $(n,n'\alpha)$ на изотопах хрома, железа и никеля. Оцененные данные представлены в формате ENDF/B с шагом 1 МэВ по энергии налетающих нейтронов от порога до 20 МэВ и включены во вторую версию отечественной библиотеки БРОНД (рис. 7, табл. 1, список лит. - 24 назв.).

УДК 621.039.51

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО-РАСЧЕТНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ОТНОШЕНИЙ СЕЧЕНИЙ ШИРОКОГО НАБОРА НУКЛИДОВ В РЕАКТОРЕ БР-1/А. В. Звонарев, В. А. Колыженков, В. Г. Лифоров, Г. Н. Мантуров, О. В. Матвеев, И. М. Прошин, Ю. С. Хомяков, А. М. Цибуля. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1990, вып. 3, с. 67-79.

Представлен материал более чем 30-ти летних исследований на реакторе на быстрых нейтронах БР-1 по измерению отношений, усредненных по спектру сечений реакций. В работе собраны и обработаны данные по сечениям реакций, часто используемым при анализе спектров нейтронов, а также по сечениям реакций трансактинидов. Проведено сравнение экспериментальных результатов с расчетными данными, полученными с использованием различных версий нейтронных сечений. Проанализирован спектр нейтронов в активной зоне реактора БР-1 и выполнена оценка точности его расчета. Сделаны выводы о качестве используемых в настоящее время в расчетах реакторов групповых констант (рис. 2, табл. 4, список лит. - 10 назв.).

УДК 539.14:539.17

ИССЛЕДОВАНИЕ СМЕСЕЙ МУЛЬТИПОЛЕЙ ДЛЯ γ -ПЕРЕХОДОВ В РЕАКЦИИ $^{122}\text{Te}(n, n'\gamma)$ /С. А. Берендаков, Л. И. Говор, А. М. Демидов, И. В. Михайлов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1990, вып. 3, с. 80-97.

С использованием пучка быстрых нейтронов реактора измерены γ -спектр, угловые распределения и линейная поляризация γ -квантов из реакции $^{122}\text{Te}(n, n'\gamma)$. Составлена схема уровней и γ -переходов ^{122}Te . Исходя из угловых распределений и линейной поляризации γ -квантов, сделаны заключения о характеристиках уровней - J^π ; для γ -переходов, идущих между уровнями с известными J^π , найдены смеси мультиполей - δ . Обсуждается параметр δ для $2_3^+ - 2_1^+$ перехода в ^{122}Te с позиций модели "фонон + две квазичастицы" (рис. 4, табл. 2, список лит. - 10 назв.).

УДК 539.01.03:539.166

ОЦЕНКА ВЕЛИЧИНЫ ПЕРИОДА ПОЛУРАСПАДА СПОНТАННОГО ДЕЛЕНИЯ ^{238}U /Е. Н. Шуршиков, Ю. Ф. Яборов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1990, вып. 3, с. 98-108.

Представлены результаты оценки величины полураспада спонтанного деления урана-238. Обработана вся совокупность известных экспериментальных данных, используя методы математической статистики, получено рекомендуемое значение величины полураспада спонтанного деления урана-238 $T_{1/2} = 8,20 \cdot 10^{15}$ (табл. 5, список лит. - 69 назв.).

Технический редактор Н. А. Борзова
Корректоры: Л. А. Голубенкова, В. М. Замаренова

Подписано к печати 26.10.90 г.	Бумага писчая # 1		
Офсетная печать	Усл. п. л. 6	Уч.-изд. л. 5	Тираж 280 экз.
Цена 12 руб. 75 коп.	Индекс 3645	10 статей	Заказ тип. # 1036

Отпечатано на ротапинтере.
249020, г. Обнинск, Калужская обл. ФЭИ

Цена 12 р. 75 к.

Индекс 3645

Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы, 1990, вып. 3, 1-120.