

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

СЕРИЯ:

Ядерные константы

ВЫПУСК

2 (41)

1981

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ. Сер. Ядерные константы, вып.2(41). - М.: ЦНИИАтоминформ, 1981. - 88 с.

Первая часть (с.3-35) настоящего сборника в основном завершает публикацию докладов, представленных на 5-ю Всесоюзную конференцию по нейтронной физике (Киев, 15-19 сентября 1980 г.). Издание докладов этой конференции начато в сборнике "Нейтронная физика" (М., ЦНИИАтоминформ, 1980, ч.1-4) и продолжено в выпуске I(40) сборника настоящей серии.

Вторая часть (с.36-87) сборника включает статьи по тематике данной серии, поступившие в редколлегию в установленном порядке.

ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

Серия: Ядерные константы

Выпуск 2(41)

Научно-технический сборник

Москва 1981

СОДЕРЖАНИЕ

5-я ВСЕСОЮЗНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ ПО НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКЕ

Благовещенский Н.М., Парфенов В.А. Эффективность цилиндрических детекторов _____	3
Батурин В.Н., Вихров В.В., Макаров М.М., Набережнов А.А., Нелюбин В.В., Сулпов В.В., Уваров Л.Н. Широкоапертурный нейтронный спектрометр _____	6
Симаков С.П., Фетисов Н.И., Труфанов А.М., Сальников О.А., Ловчикова Г.Н. Газовая триггерная мишень - источник моноэнергетичных нейтронов _____	8
Кирьяк А.Л., Разбудей В.Ф., Вертебный В.П., Гребнев А.В., Муравицкий А.В. Изучение фильтрующих свойств ^{45}Sc для нейтронов с энергией 2 кэВ _____	13
Гундорин Н.А., Назаров В.М. Эффективный замедлитель для импульсных источников нейтронов _____	16
Дьяченко П.П., Серегина Е.А., Тараско М.З. Восстановление спектров нейтронов из аппаратурных распределений протонов отдачи _____	18
Грибков В.А., Дубровский А.В., Исаков А.И., Крохин О.Н., Никулин В.Я., Семенов О.Г. О сокращении длительности нейтронного импульса при взаимодействии мощного лазерного излучения с плазмой пинчуемого разряда _____	22
Бабич С.И., Нефедов В.Н., Семенов А.Ф. Измерение спектров нейтронов в диапазоне 10 - 1000 кэВ методом времени пролета с помощью органических сцинтилляторов _____	24
Горячев В.И., Трыков О.А., Владимиров В.В. Линейный метод как способ увеличения динамических возможностей регистрирующей аппаратуры при проведении ядерно-физических исследований _____	26
Поярков В.А. Использование реакции типа (n, γ) для элементного анализа _____	30
Воротников П.Е., Козлов Л.Д., Ларионов Л.С. Использование реакции (p, n) для определения энергетического разрешения ускорителей _____	33
Анципов Г.В., Зеневич В.А., Клепацкий А.Б., Коньшин В.А., Суховицкий Е.Ш. Оценка нейтронных сечений ^{239}Pu и ^{240}Pu в области энергий 0,1-5,0 МэВ _____	36
Анципов Г.В., Коньшин В.А., Маслов В.М. Ядерные данные для ^{239}Pu в области неразрешенных резонансов _____	42

Журавлев Б.В.		
Энергетическая и изоспиновая зависимости сечения неравновесной эмиссии нейтронов в (p n)-реакциях	_____	53
Шиманский А.А., Максютенко Б.П.		
Аномальные распределения оценок метода наименьших квадратов	_____	56
Нестеров Б.В.		
Константы δ -излучения радиоактивных ядер	_____	60

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Главный редактор О.Д.КАЗАЧКОВСКИЙ

НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

Зам. главного редактора Л.Н.УСАЧЕВ

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

КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА
И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Зам. главного редактора А.Г.ЗЕЛЕНКОВ

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

Ответственный секретарь Д.А.КАРДАШЕВ

5-я Всесоюзная конференция по нейтронной физике

УДК 539.1.07

ЭФФЕКТИВНОСТЬ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ДЕТЕКТОРОВ

Н.М. Благовещенский, В.А. Парфенов

(ФЭИ)

EFFICIENCY OF CYLINDRICAL DETECTORS. Exact dependence of the gas-filled cylindrical detector's efficiency on energy of the neutrons registered is calculated. Several-sorted simplified models to estimate the detector's net efficiency are suggested in wide energy range of use.

Современные измерения дифференциальных и полных сечений рассеяния применительно к задачам ядерной физики и физики конденсированных сред требуют от исследователя знания точной зависимости эффективности регистрации рассеянных нейтронов от энергии $\varepsilon(E)$. Применение цилиндрических газонаполненных счетчиков в сборке детекторов вызвало до последнего времени затруднения в определении аналитического вида этой зависимости.

1. Представим счетчик в виде бесконечно длинного цилиндра радиусом R со стенками толщиной $d \ll R$. При расчете эффективности предположим, что поглощение нейтронов веществом стенки не приводит к вторичным регистрируемым процессам, а рассеяние на материале стенок будет упругим и изотропным. Учет анизотропии рассеяния приводит к чрезмерно громоздким конечным формулам, неудобным в использовании, а малость поправки делает более строгий расчет необоснованным. Будем считать малыми величины $\nu = n\sigma_s(E)d$ и $\eta = n\sigma_a(E)d$, где n - атомная плотность материала стенки; $\sigma_s(E)$ и $\sigma_a(E)$ - сечения рассеяния и поглощения. Введем величину $\mu = 2N\sigma(E)R$, где N - атомная плотность рабочего газа счетчика; $\sigma(E)$ - его сечение поглощения нейтронов.

Пренебрегая рассеянием в газе и вторичным рассеянием на стенках счетчика, можно написать следующее выражение для числа нейтронов, регистрируемых счетчиком за единицу времени:

$$I = 2\Phi_0 \left\langle \int_0^R \exp[-(\nu + \eta)\ell(x)d^{-1}] \left\{ 1 - \exp[-\mu L(x)R^{-1}] \right\} dx + J \int_0^R \left\{ 1 - \exp[-\nu\ell(x)d^{-1}] \right\} \times \right. \\ \left. \times \left\{ 1 + \exp[-(\nu + \eta)\ell d^{-1}] \exp[-\mu L(x)R^{-1}] \right\} dx \right\rangle,$$

где Φ_0 - поток падающих на счетчик нейтронов в направлении, перпендикулярном к его оси; $L(x) = 2\sqrt{R^2 - x^2}$ - расстояние, проходимое нейтронами в газе счетчика; $\ell(x) = d[1 - (x/R)^2]^{-1/2}$ - расстояние внутри стенки на удалении x от оси; J - доля рассеянных стенкой нейтронов, которые затем поглощаются газом счетчика (так называемый угловой фактор). Фактор J должен зависеть от величины x как параметра углового распределения рассеяния в точке x , однако, используя предположение об изотропности рассеяния, можно вынести фактор из-под интеграла по x вследствие симметрии задачи. Если учесть малость величин ν и η , имеем

$$I = 2\Phi_0 R \left\{ \int_0^1 \left[1 - (\nu + \eta)/\sqrt{1 - \xi^2} \right] \left[1 - \exp(-\mu\sqrt{1 - \xi^2}) \right] d\xi + J \int_0^1 \left[1 + \exp(-\mu\sqrt{1 - \xi^2}) \right] \nu d\xi / \sqrt{1 - \xi^2} \right\}.$$

Ошибка в величине I при замене $\exp(-\nu/\sqrt{1 - \xi^2})$ на $1 - \nu/\sqrt{1 - \xi^2}$ равна ν^2 .

Если заменить величину ξ на $\sin \varphi$, интегралы, входящие в выражение для I , можно привести к табличному виду:

$$I = \pi R \Phi_0 \left\{ I_1(\mu) - L_1(\mu) - (\nu + \eta) [1 + L_0(\mu) - I_0(\mu)] + 2\nu [1 + I_0(\mu) - L_0(\mu)] \right\},$$

где $I_{0,1}$ - функция Бесселя от мнимого аргумента; $L_{0,1}$ - функция Струве [1]. Обозначив $\frac{1}{2} [1 + L_0(\mu) - I_0(\mu)]$ через $Y(\mu)$ и введя $C = R/R + d$, можно записать формулу для определения эффективности ε :

$$\varepsilon = \frac{CI}{2R\Phi_0} = \frac{1}{2} C \pi \left\{ I_1(\mu) - L_1(\mu) - 2(\nu + \eta) Y(\mu) + 2\nu [1 - Y(\mu)] \right\}.$$

Предположив $\nu = \eta = 0$ (поглощение и рассеяние в стенках отсутствует), выразим эффективность "идеального" детектора как $\varepsilon_c(\mu) = C \frac{\pi}{2} [I_1(\mu) - L_1(\mu)]$ (определена в работах [2, 3]). Вычитая из выражения для ε часть, соответствующую ε_0 , получим поправку на "неидеальность":

$$\delta\varepsilon(\mu, \nu, \eta) = C \pi [\nu J(\mu)(1 - Y(\mu)) - (\nu + \eta) Y(\mu)],$$

учитывающую поглощение и рассеяние на материале стенок детектора.

2. Угловой фактор $J = (4\pi)^{-1} \int_{\Omega} \{1 - \exp[-N\sigma L(\Omega)]\} d\Omega$ удобно вычислять в сферической

системе координат с осью Z , параллельной оси детектора. При этом расстояние, пройденное нейтроном от точки, в которой он рассеялся, до стенки счетчика, есть $L = 2R \sin \varphi / \sin \theta$, а $d\Omega = \sin \theta d\theta d\varphi$. Имеем

$$J = (4\pi)^{-1} \int_0^\pi \int_0^\pi \left[1 - \exp\left(-\mu \frac{\sin \varphi}{\sin \theta}\right) \right] \sin \theta d\theta d\varphi.$$

Интегрируя два раза по θ , получаем $J = (4\pi)^{-1} \int_0^\pi 2Z \left[K_1(Z) + \int_0^Z K_0(Z) dZ - \frac{\pi}{2} \right] d\varphi$,

где $K_{0,1}$ - цилиндрические функции [1]; $Z = \mu \sin \varphi$. Используя разложение K_1 и K_0 в ряд, получим после интегрирования по φ

$$J = \sum_{K=1}^{\infty} \left[a_2(K) \gamma(K) - \frac{1}{2} a_1(K) \right] \alpha(K) \left(\frac{\mu}{2}\right)^{2K} + \ln \frac{\mu}{4} \sum_{K=1}^{\infty} a_2(K) \alpha(K) \left(\frac{\mu}{2}\right)^{2K} + \frac{\mu}{2}.$$

Здесь коэффициенты a_1 , a_2 , α , γ выражаются следующими формулами:

$$a_1(K) = \frac{4K-1}{(K!)^2 (2K-1)^2} + \frac{2\psi(K)}{K!(K-1)!(2K-1)} \quad (\text{где } \psi(K) = -0,57721567 + \sum_{n=1}^{K-1} \frac{1}{n});$$

$$a_2(K) = [K!(K-1)!(2K-1)]^{-1}; \quad \alpha(K) = (2K-1)!! / (2K)!!; \quad \gamma(K) = \sum_{j=1}^{2K} (-1)^{j+1} / j.$$

На рис.1 изображен результат точного расчета эффективности $\varepsilon(E)$ для детектора со стальными стенками ($2d = 1$ мм, $R = 15$ мм), наполненного ${}^3\text{He}(10,1 \cdot 10^5$ Па). Для сравнения приведен результат расчета по формуле "идеального" детектора $\varepsilon_c(E)$. Скачок в зависимости $\varepsilon(E)$ обусловлен наличием скачка в зависимости $\sigma_s(E)$ при 5 мэВ.

3. Точное выражение для углового фактора неудобно для практических расчетов. Рассмотрим упрощенные модели для вычисления фактора J .

А. При $\mu \gg 1$ можно положить $J = 1/2$, т.е. считать, что все нейтроны, рассеявшиеся в полупространство, содержащее детектор, будут поглощены рабочим газом. При этом $\delta\varepsilon(\mu, \nu, \eta) = C \frac{\pi}{2} \{ \nu [1 - 3Y(\mu)] - 2\eta Y(\mu) \}$ (модель "черного" поглотителя). Интегральное представление функции $Y(\mu)$, определенной выше, удобное для численного интегрирования при $\mu \gg 1$, имеет вид

$$Y(\mu) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi/2} [1 - \exp(-\mu \cos \varphi)] d\varphi.$$

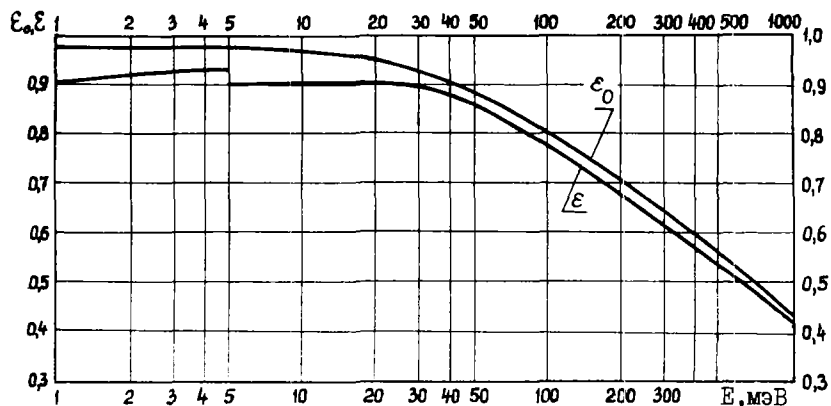


Рис.1. Эффективность детектора со стальными стенками

Б. При $\mu \sim 1$ можно предложить модель равной эффективности, т.е. предположить, что нейтрон имеет равную вероятность быть поглощенным в газе детектора независимо от того, под каким углом он рассеян; эта вероятность равна ε_0 . Тогда $J = \frac{1}{2} \varepsilon_0$ и

$$\delta\varepsilon(\mu, \nu, \eta) = \frac{1}{2} \pi \left\langle \nu \left\{ [1 - Y(\mu)] \varepsilon_0(\mu) - 2Y(\mu) \right\} - 2\eta Y(\mu) \right\rangle.$$

Поправка в модели "черного" поглотителя - частный случай поправки в модели равной эффективности при $\varepsilon_0 \rightarrow 1$.

На рис.2 приведены результаты расчета поправки $\delta\varepsilon$ в двух предложенных моделях J: в модели "черного" поглотителя (штрих-пунктир) и в модели равной эффективности (пунктир). Сравнение данных с результатом расчета $\delta\varepsilon(E)$ с фактором J, вычисленным в части 2 (на рис.2 линия из точек), показывает, что отклонение поправки в модели "черного" поглотителя от точной формулы составляет менее 1% при $\mu > 10$, т.е. при $E < 25$ мэВ.

Такая же точность достигается при использовании для расчетов модели равной эффективности в области $1 < \mu < 10$, или $5 < E < 500$ мэВ.

Наконец, можно предложить модель, сочетающую преимущество модели равной эффективности с возможностью легкого обобщения на случай сборки, состоящей из нескольких параллельно расположенных счетчиков. Заменяем сборку при вычислении углового фактора J плоскопараллельным слоем газа эффективной толщины $D = -\ln(1 - \varepsilon_0) / \sigma N$. При этом $J(\mu) = \frac{1}{2} [\varepsilon_0(\mu) + \ln(1 - \varepsilon_0) \text{li}(1 - \varepsilon_0)]$ (модель эффективной толщины). Заметим, что величина $\ln(1 - \varepsilon_0) \text{li}(1 - \varepsilon_0)$, где $\text{li}(x)$ - интегральный логарифм, представляет собой поправку к модели равной эффективности: она равна нулю при ε_0 , равной нулю и единице, и положительна в остальных случаях.

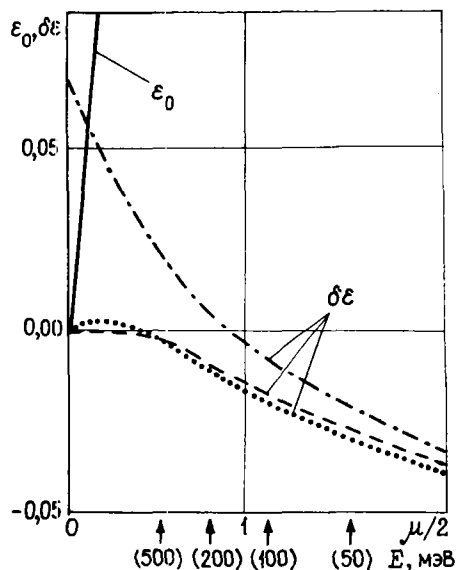


Рис.2. Поправка $\delta\varepsilon$ по двум моделям

Список литературы

1. Градштейн И.С., Рыжик И.М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и производений. М., Наука, 1971.
2. Парфенов В.А. Автореферат дис. на соиск.учен.степ., Л-51144. Сбнинск, 1966.
3. Толченев Ю.М., Чайковский В.Г. Приборы и тех.эксперимента, 1972, № 2, с.47.

ШИРОКОАПЕРТУРНЫЙ НЕЙТРОННЫЙ СПЕКТРОМЕТР

В.Н. Батури́н, В.В. Вихро́в, М.М. Макаро́в, А.А. Набере́жнов,
В.В. Нелю́бин, В.В. Сулимо́в, Л.Н. Уваро́в

(ЛИЯФ им.Б.П.Константинова)

LARGE APERTURE NEUTRON SPECTROMETER. The large aperture neutron spectrometer, consisting of 10 plastic scintillator $100 \times 20 \times 20$ cm³ blocks is described. This spectrometer allows simultaneous measurements of neutrons time of flight, of the coordinates of its interaction point and of the pulse height of the light flash. It was designed for the detection of neutrons of kinetic energy more than 10 MeV.

Среди существующих методов регистрации нейтронов с энергией выше 10 МэВ [1] наибольшее распространение получил сцинтилляционный метод, в котором сцинтиллятор служит одновременно конвертором нейтронов и детектором вторичных заряженных частиц. При этом энергия нейтронов определяется по измерению времени пролета на выбранной базе. При ограниченном временном разрешении для повышения энергетического разрешения необходимо увеличивать пролетную базу, что требует увеличения площади детектора для получения достаточно большого телесного угла. Кроме того, для повышения эффективности регистрации нейтронов необходимо увеличивать толщину детектора. Для получения хорошего временного разрешения при больших габаритах сцинтилляционных детекторов последние обычно формируют из отдельных сцинтилляционных счетчиков [2] или из позиционно-чувствительных счетчиков [3-5], дающих заметную экономию необходимой электроники.

В данной работе приводятся описание и характеристики широкоапертурного нейтронного спектрометра, созданного в Ленинградском институте ядерной физики и предназначенного для измерения времени пролета нейтронов, угловых координат и энерговыведения в точке взаимодействия нейтрона.

Детектором служил прямоугольный пластмассовый сцинтиллятор площадью 1×1 м², толщиной 0,4 м, массой 0,42 т. Для улучшения временного и углового разрешения весь объем был разделен на десять одинаковых позиционно-чувствительных нейтронных счетчиков размерами $1,0 \times 0,2 \times 0,2$ м³.

На рис.1 приведен общий вид детектирующей части спектрометра. Нейтронные счетчики устанавливали в два ряда друг за другом. Фронтальная плоскость нейтронного детектора была закрыта экраном, состоящим из пяти пар сцинтилляционных счетчиков толщиной 10 мм. Каждый ряд нейтронных счетчиков рассматривали как детектор больших размеров, предназначенный для регистрации одной частицы на каждый внешний запуск. Внешний запуск могла осуществлять как угодно система детекторов, производившая предварительный отбор полезных событий в зависимости от конкретного эксперимента. Энергию нейтронов определяли по измерению времени пролета на выбранной базе. По разности времен срабатывания двух ФЭУ-63, расположенных на противоположных концах нейтронного счетчика, определяли координату X попадания нейтрона. Координату Y определяли по номеру сработавшего счетчика. Информация о координате позволяла повысить угловое разрешение и при необходимости ввести компенсацию координатной зависимости измерений по времени пролета. Одновременно при регистрации события измеряли заряды импульсов тока с ФЭУ нейтронных счетчиков (амплитудный анализ).

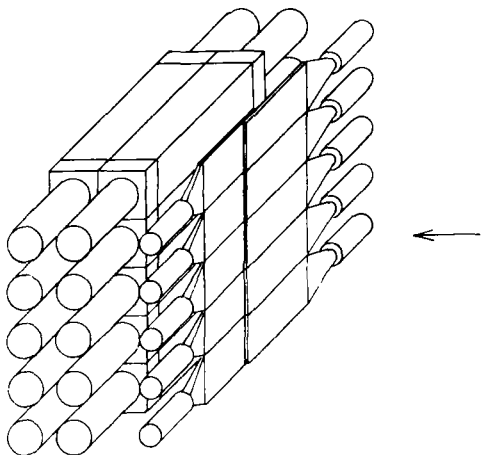


Рис.1. Детектирующая часть спектрометра

Для определения основных характеристик спектрометра были проведены калибровочные измерения на заряженных и нейтральных частицах. В качестве заряженных частиц для калибровки использовали пучок протонов с энергией 1 ГэВ синхротрона ЛИЯФ. На рис.2 приведен типичный амплитудный спектр после суммирования двух амплитуд для одного из нейтронных счетчиков. Амплитудное разрешение для всех нейтронных счетчиков спектрометра находилось

в пределах 15–25% (ширина на полувысоте). Вклад от ядерного взаимодействия протонов с веществом сцинтиллятора составлял 11–2%. Прозрачность нейтронных счетчиков спектрометра находилась в пределах 90–200 см.

Для различных положений счетчиков на пучке протонов исследовали координатное и времяпролетное разрешения. Разрешение по времени пролета для всех счетчиков не превышало 1 нс. На рис.3 приведен вид координатных спектров для пяти положений по X и линейность шкалы координата – канал. Разрешение по координате составляло $(10 \pm 1,4)$ см (ширина на полувысоте) для всех нейтронных счетчиков.

Калибровка на нейтронном пучке была проведена с целью определения координатного и временного разрешений для нейтронов. Пучок нейтронов получен по способу, описанному в работе [6]. На рис.4 приведен вид типичного спектра нейтронов, измеренного по времени пролета. Разрешение по времени пролета, составляющее 2 нс, определяли по ширине γ -пиков. В эту величину входила и неопределенность временной привязки к высокой частоте ускорителя. Координатное разрешение для нейтронов совпадало с координатным разрешением для протонов.

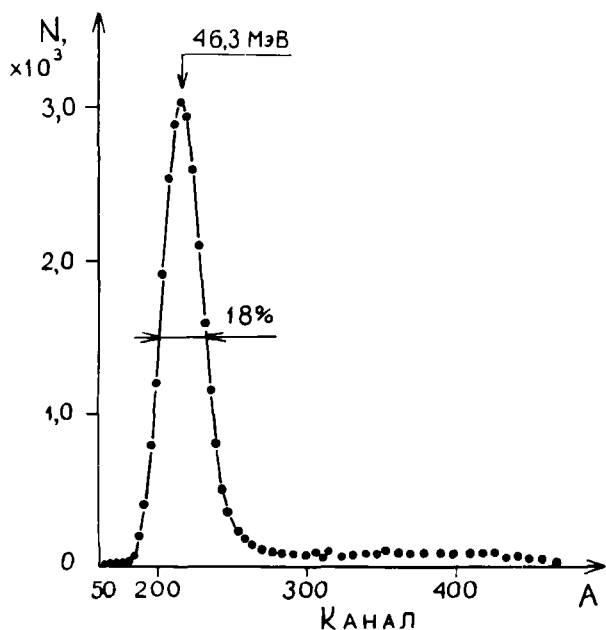


Рис.2

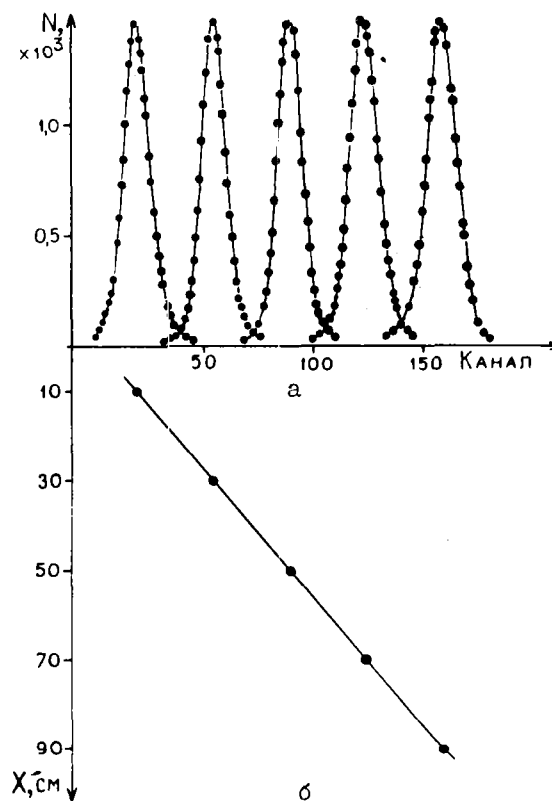


Рис.3

Рис.2. Спектр суммы амплитуд от двух ФЭУ нейтронного счетчика для протонов с энергией 1 ГэВ

Рис.3. Координатный спектр для пяти положений по координате X (а) и калибровка шкалы координата – канал (б)

Пороги нейтронных счетчиков исследовали с помощью источника ^{60}Co , который устанавливали прямо на счетчиках. Кроме того, порог можно определять, используя амплитудные спектры протонов с энергией 1 ГэВ и энерговыделением 46,3 МэВ.

Эффективность регистрации нейтронов спектрометром определяли расчетным путем по программе Стэнтона [7]. При пороге 1,25 МэВ расчетная эффективность составляла около 70% для нейтронов с энергией 10 МэВ, около 45% для нейтронов с энергией 100 МэВ и около 35% для нейтронов с энергией 300 МэВ.

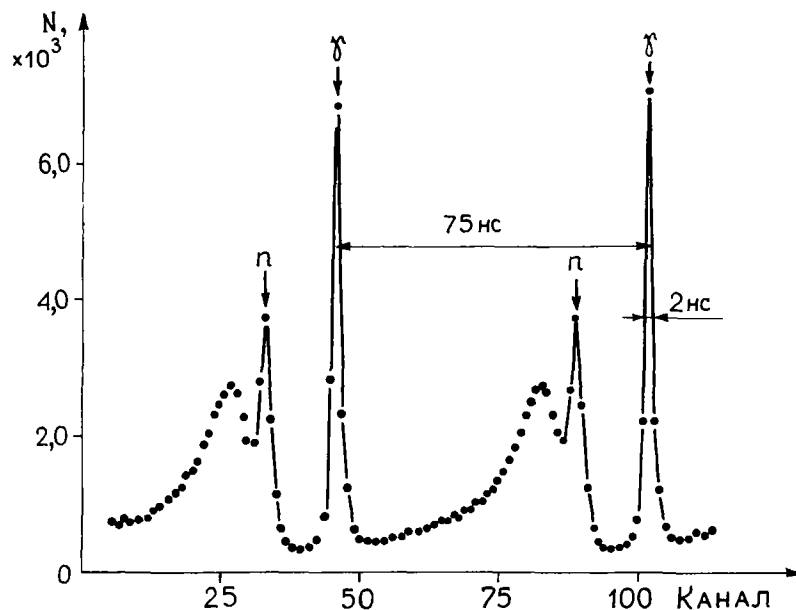


Рис.4. Спектр времени пролета нейтронов (энергетическая шкала обратная)

Список литературы

1. Шафранов М.Д. ЭЧАЯ, 1975, т.6, вып.3, с.776.
2. Del Guerra A. e.a. Nucl. Instrum. and Methods, 1976, v.135, p.307.
3. Bollini D. e.a. Nuovo Cim., 1969, v.61A.
4. Бунятов С.А. и др. Препринт 13-10203, Дубна, ОИЯИ, 1976.
5. Рихвицкий С.В. и др. Препринт 13-8152, Дубна, ОИЯИ, 1974.
6. Батурин В.Н. и др. Приборы и техн. эксперимента, 1979, т.4, с.44.
7. Stanton N.A. Ohio State University Preprint COO-1545-92, 1971.

УДК 621.384.664

ГАЗОВАЯ ТРИТИЕВАЯ МИШЕНЬ - ИСТОЧНИК МОНОЭНЕРГЕТИЧНЫХ НЕЙТРОНОВ

С.П. Симаков, Н.И. Фетисов, А.М. Труфанов, О.А. Сальников,
Г.Н. Ловчикова

(ФЭИ)

GAS TRITIUM TARGET - MONOENERGY NEUTRON SOURCE. Arrangement and operation of gas tritium target, being the fast neutron source together with tandem accelerator, are described. In the neutron energy range 5 - 8 MeV characteristics of neutron flux from target are investigated.

Большой научный интерес и практическое значение имеют исследования взаимодействия нейтронов с энергиями в несколько мегаэлектрон-вольт с ядрами. Для этого необходим источник нейтронов с легко варьируемой энергией, достаточной интенсивностью выхода нейтронов и высокой моноэнергетичностью. Созданная авторами установка газовой тритиевой мишени, использующая реакцию

${}^3\text{H}(p,n){}^3\text{He}$ для получения нейтронов, удовлетворяет этим требованиям. Источником протонов служит перезарядный электростатический ускоритель ЭСП-10М. В литературе имеется достаточное число работ, посвященных описанию конструкций газовых мишеней [1], но в них уделено мало внимания исследованию характеристик создаваемого мишенями нейтронного потока. В настоящей работе приводятся подробное описание и исследование созданной установки газовой тритиевой мишени.

Мишень представляет собой заполняемый газообразным тритием стальной цилиндр диаметром 10 мм, длиной 40 мм и толщиной стенок 0,2 мм (рис.1). Два окошка, между которыми циркулирует охлаждающий поток гелия, отделяют тритий от вакуумной системы ускорителя протонов. Окошки сделаны из прокатанных фольг ${}^{58}\text{Ni}$ толщиной по 9,2 мкм, которые герметично уплотнены кольцевыми индиевыми прокладками. Геометрические размеры пучка протонов, падающего на мишень, ограничиваются ламелями, имеющими проходное отверстие диаметром 7 мм и расположенными на расстоянии 10 см перед мишенью. Внутренние поверхности мишени, охлаждающей ячейки, а также обращенная к пучку протонов сторона ламелей выложены слоем ${}^{58}\text{Ni}$ (обогащение 96%) толщиной 0,2-0,3 мм. Это сделано для уменьшения выхода нейтронов из реакций (p,n) на конструкционных материалах мишени, так как порог реакции ${}^{58}\text{Ni}(p,n)$ достаточно высок (9,5 МэВ).

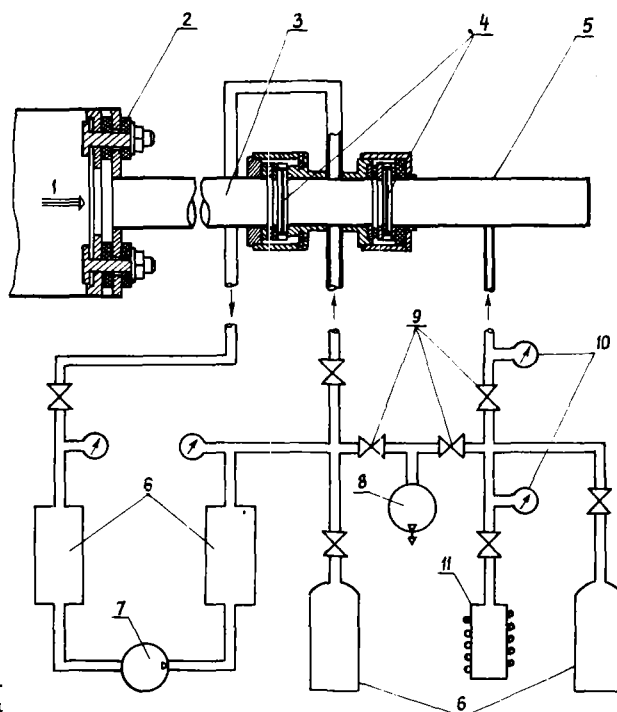


Рис.1. Устройство мишени: 1 - пучок протонов; 2 - ламели; 3 - охлаждающая ячейка; 4 - фольги из ${}^{58}\text{Ni}$; 5 - стальной цилиндр; 6 - балластные объемы с гелием; 7 - компрессор; 8 - форвакуумный насос; 9 - клапаны; 10 - датчики давления; 11 - баллончик с тритидом урана

Перед заполнением мишени тритием она откачивается форвакуумным насосом, затем баллончик, содержащий тритид урана, нагревается до температуры около 500°C . Выделяющийся при разложении соединения газообразный тритий поступает через систему электромагнитных клапанов в мишень. При достижении заданного давления трития мишень отсекается клапаном, а тритид урана охлаждается, поглощая оставшийся в системе тритий. Для предотвращения диффузии трития через никелевые фольги во время их нагрева проходящим пучком протонов предусмотрено их охлаждение потоком гелия, который с помощью микрокомпрессора прокачивается по замкнутому контуру. В охлаждающей ячейке мишени слой ${}^{58}\text{Ni}$ положен таким образом, чтобы направлять поток гелия равномерно на обе фольги. Мишень описанной конструкции оказалась устойчивой и надежной в эксплуатации в течение нескольких месяцев непрерывной работы при потоках бомбардируемых протонов 1,5-2,5 мкА.

В области энергий нейтронов 5-8 МэВ авторами исследованы характеристики мишени как источника нейтронов. Величины этих параметров, приведенных в таблице, получены при следующих условиях: толщина двух входных фольг равна $16,4 \text{ мг/см}^2$, давление трития в мишени около $2 \cdot 10^5 \text{ Па}$, а гелия в охлаждающей ячейке - $1 \cdot 10^5 \text{ Па}$.

Для определения заданной энергии нейтронов, вылетающих под углом 0° к падающему пучку протонов (в этом направлении энергия и выход нейтронов максимальны), необходимо знать энергию протонов, большую на величину энергетических потерь протонов в фольгах, гелии и половинном слое газообразного трития, а также на величину, определяемую значением $Q = -0,764$ МэВ реакции $T(p, n)$. В ионизационные потери протонов основной вклад вносят фольги, так как потери в гелии составляют только 17–25 кэВ, а в тритии 30–50 кэВ.

Параллельный пучок протонов, проходя фольги, приобретает в результате многократного кулоновского рассеяния на атомах никеля угловую расходимость, характеризуемую среднеквадратичным углом отклонения (угловой разброс, вносимый гелием и тритием, на порядок меньше). Это приводит к тому, что нейтроны, вылетающие из мишени строго под 0° вперед, имеют дополнительный энергетический разброс ± 5 кэВ.

Приведенная в таблице величина неопределенности (среднеквадратичное отклонение) начальной энергии нейтронов складывается из энергетических потерь протонов в половинном слое газообразного трития, флуктуации ионизационных потерь протонов при прохождении фольг и неопределенности энергии, возникающей из-за неоднородной толщины входных окошек. Если первым двум компонентам можно дать количественную оценку на основе известных соотношений, то неоднородность толщины используемых фольг можно оценить только экспериментальным способом. Для этого были измерены функции пропускания графитовых образцов при энергиях нейтронов, близких к резонансам в полном сечении взаимодействия нейтронов с углеродом. Параметры этих резонансов хорошо известны [2]: $E_{рез} = 5,369 \pm 0,003$; $6,293 \pm 0,003$; $6,56$ МэВ, $\Gamma_{рез} = 28 \pm 3$; 57 ± 4 ; 40 ± 4 кэВ соответственно. Графитовые образцы длиной 10 и 18 см располагали между тритиевой мишенью и детектором, мониторингирование проводили на счет всеволнового счетчика.

Параметры газовой тритиевой мишени

Параметр	Энергия нейтронов, МэВ			
	5	6	7	8
Выход нейтронов под углом 0° , 10^8 нейтр./ (ср.мкКл)	1,31	0,95	0,76	0,68
Энергия ускоренных протонов, МэВ	6,51	7,42	8,37	9,33
Сброс энергии протонов в фольгах и газе, МэВ	0,74	0,65	0,60	0,56
Угловая расходимость протонного пучка, град	3,50	3,00	2,70	2,40
Неопределенность энергии нейтронов, МэВ	0,07	0,06	0,05	0,05
Отношение выхода нейтронов фоновых реакций к выходу нейтронов из реакции $T(p, n)$, %	0,03	0,08	0,30	1,00

На рис.2 показаны экспериментальные точки, полученные при измерении функций пропускания для указанных резонансов и толщин графитовых образцов. Кривые изображают функции пропускания этих же образцов, рассчитанные в предположении, что энергетическая линия нейтронного потока мишени имеет нормальное распределение с соответствующими дисперсиями (цифры у кривых на рис.2). Видно, что при энергиях вылетающих из мишени нейтронов 5,4 и 6,3 МэВ полная неопределенность начальной энергии составляет соответственно 70 и 50 кэВ. Учитывая энергетическую толщину половинного слоя трития и флуктуации ионизационных потерь протонов в фольгах (все вместе около 30 кэВ), получим энергетический разброс, вносимый неоднородностью фольг 60 и 40 кэВ, что соответствует относительной неоднородности в их толщине $\pm 8\%$.

Моноэнергетичность нейтронного потока из мишени характеризуется отношением выхода нейтронов (с энергиями от порога детектора 0,7 МэВ до максимальной), возникающих при взаимодействии протонов с конструкционными материалами мишени, к выходу нейтронов из реакции $T(p, n)$. Энергети-

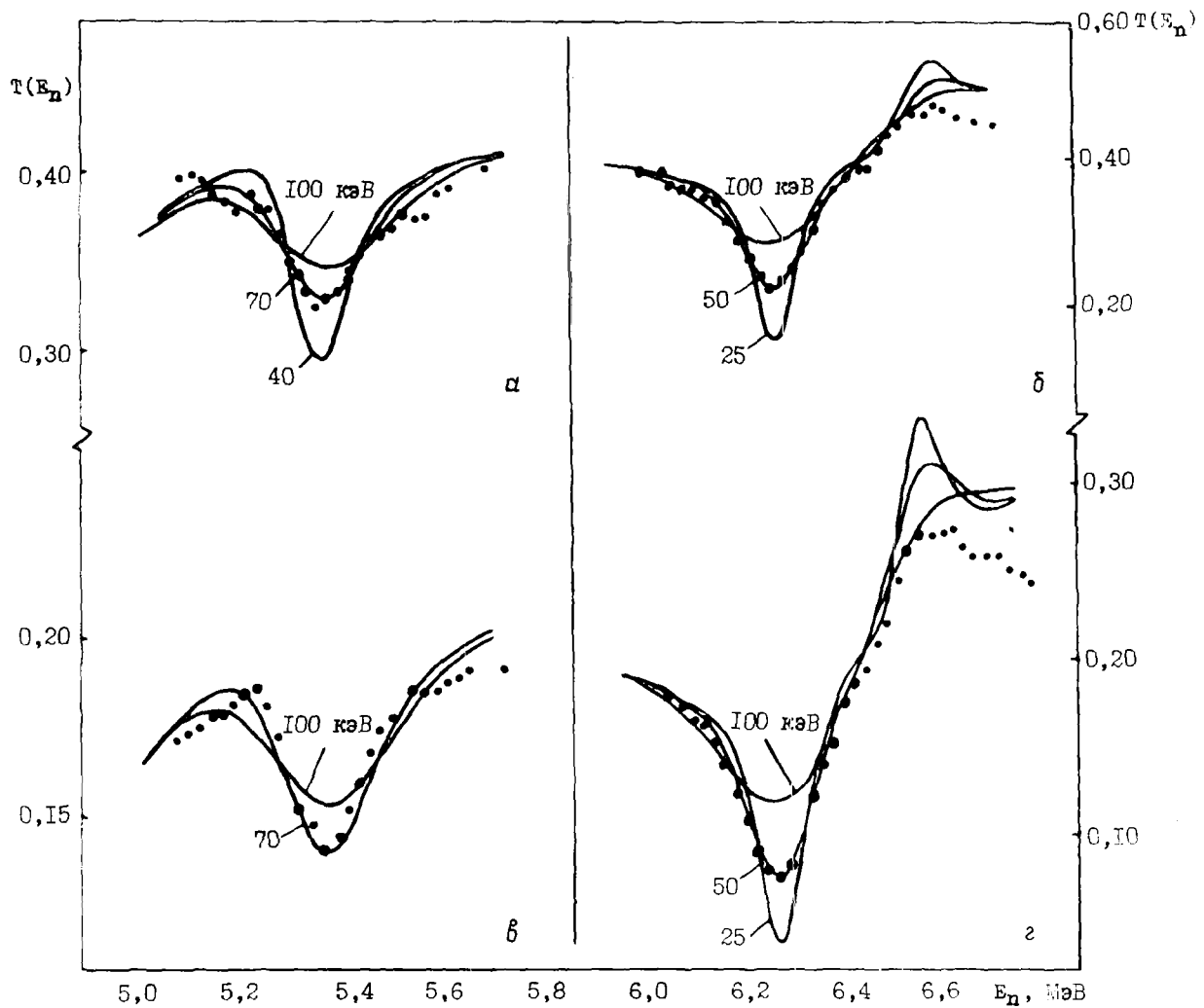


Рис.2. Функции пропускания графитовых образцов длиной 10 см (а,б) и 18 см (в,г)

ческие спектры этих фоновых нейтронов, т.е. нейтронов, вылетающих под углом 0° из вакуумированной мишени, показаны на рис.3 при значениях энергий падающих протонов 6,00 и 8,77 МэВ. Стрелками и цифрами указаны максимальные энергии нейтронов, образуемых в реакции (p,n) на соответствующих изотопах никеля. Их корреляция с подъемами в энергетических спектрах фоновых нейтронов указывает на происхождение нарушающих чистоту мишени нейтронов. Для сравнения на этом же рисунке показаны нейтронные пики из мишени, заполненной тритием до давления $2 \cdot 10^5$ Па. Измерения выполнены методом времени пролета сцинтилляционным детектором [3], который располагали в защите на расстоянии 2,1 м перед мишенью. Временным разрешением детектора (около 3 нс) и эффектами взаимодействия нейтронов с коллиматором защиты определяли видимую ширину нейтронных пиков, в несколько раз превышающую истинную ширину энергетического распределения нейтронов.

Одним из дополнительных источников нейтронов с энергиями, отличными от основной, могут быть реакции на примесных газах, которые неизбежно присутствуют в тритии или могут попасть в мишень во время измерений. Для иллюстрации этого на рис.4 показаны временные спектры нейтронов, вылетающих из вакуумированной мишени и мишени, заполненной воздухом до $1 \cdot 10^5$ Па. Энергия падающих протонов (в мишени) равна 8,77 МэВ. Единственный дополнительный пик, появившийся на спектре, соответствует нейтронам реакции $^{14}\text{N}(p,n)^{14}\text{O}$ ($Q = -5,926$ МэВ, $E_{\text{пор}} = 6,35$ МэВ). Откачка мишени до давления 133 Па сводит пик этих нейтронов на уровень вклада от остальных фоновых реакций.

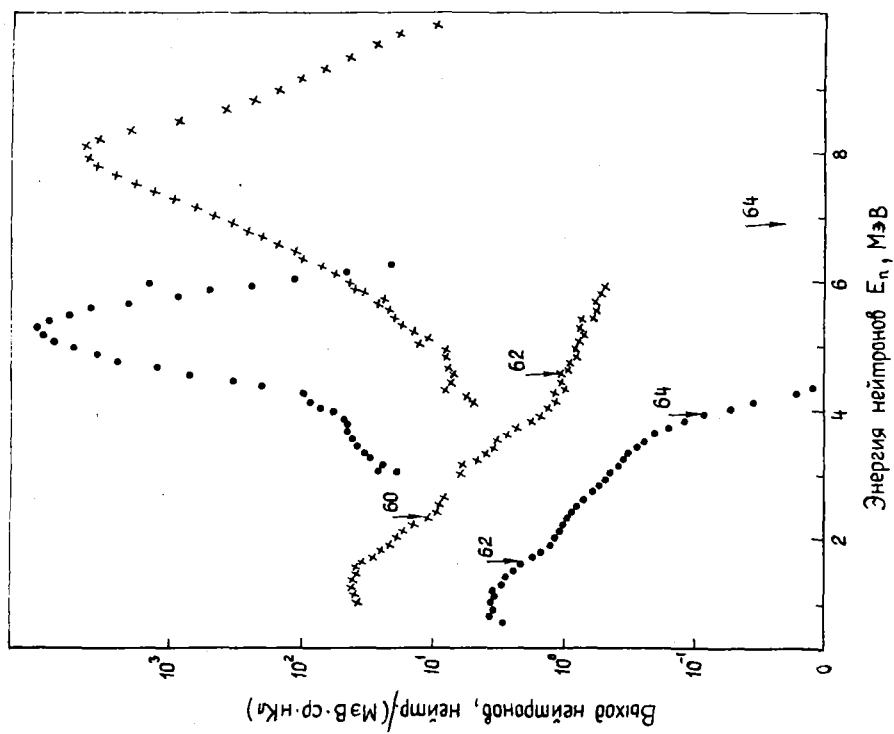


Рис.3. Спектры нейтронов, вылетающих из вакуумированной мишени, и нейтронные пики из мишени. Энергия падающих протонов (в мишени) 6,00(●) и 8,77(x) МэВ

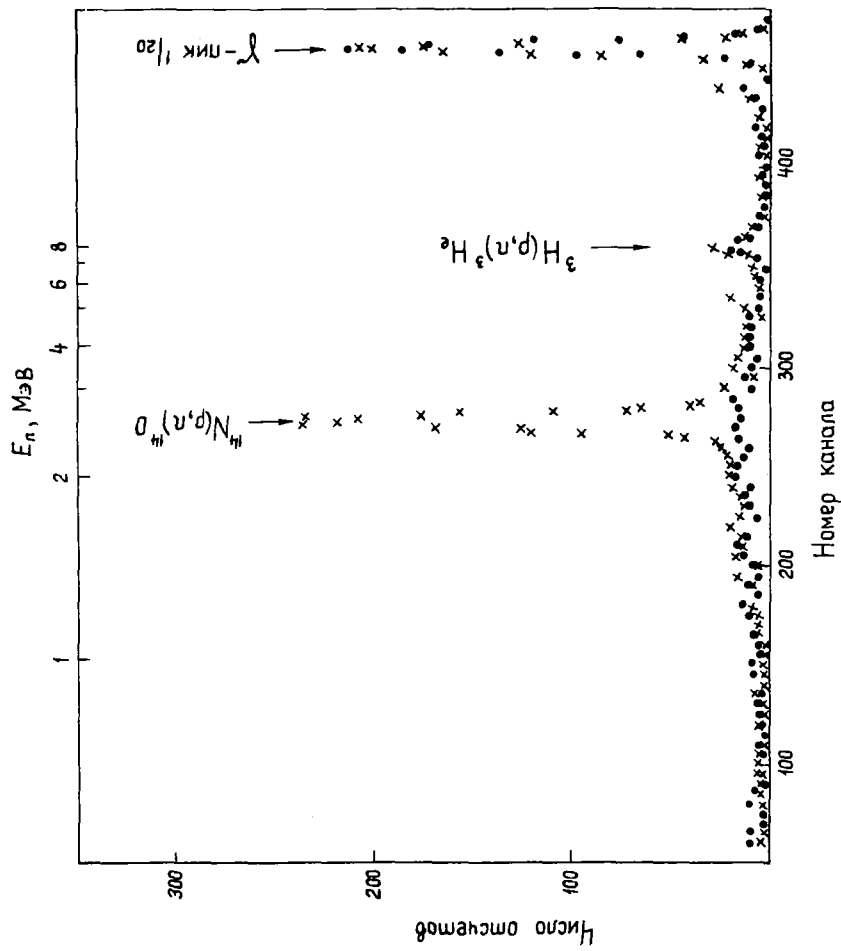


Рис.4. Временные спектры нейтронов, вылетающих из вакуумированной мишени (●) и мишени, заполненной воздухом (x)

Интересно сравнить возможность получения нейтронов с энергиями больше 5 МэВ с помощью газовой и твердой тритиевых мишеней, так как последние широко используются для получения нейтронов с меньшей энергией. Авторами исследован выход из твердой мишени с титан-тритиевым слоем на молибденовой подложке. Твердая мишень, дающая такой же энергетический разброс вылетающих вперед нейтронов, что и газовая мишень, имеет выход нейтронов, в четыре раза меньший, в то время как выход нейтронов реакций (p,n) на адсорбенте или подложке на один-два порядка превышает соответствующий выход из конструкции газовой мишени. Это затрудняет использование твердых тритиевых мишеней для получения моноэнергетических нейтронов с энергиями больше 5 МэВ.

Список литературы

1. Naout G. В кн.: Нейтронная физика (Материалы 3-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 9-13 июня 1975 г.). М., ЦНИИАтоминформ, 1976, т. 6, с.236-243; Cramer D.S., Cranberg L. Nucl. Instrum. and Methods, 1971, v.93, p.405; Биряков Н.С., Журавлев Б.В. и др. Приборы и техн.эксперимента, 1971, N 3, с.66; Holmqvist B., Weidling T. Nucleonik, 1964, v. 6, p. 183.
2. Galati W., Branderberger J.D. e.a. Phys. Rev., 1972, v.05, p.1508.
3. Труфанова А.М., Нестеренко В.С. и др. Приборы и техн.эксперимента, 1979, № 2, с.50.

УДК 539.125.162.5

ИЗУЧЕНИЕ ФИЛЬТРУЮЩИХ СВОЙСТВ ^{45}Sc ДЛЯ НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 2 кэВ

А.Л. Кириллюк, В.Ф. Разбудей, В.П. Вертебный, А.В. Гребнев,
А.В. Муравцкий
(ИЯИ АН УССР)

THE STUDY OF ^{45}Sc NEUTRON FILTERING PROPERTIES AT ENERGY 2 keV. Sc transmission at 2 keV interference minimum was measured at the WWR-M reactor. Two independent methods were used a) the measurement of the Sc sample transmission with the help of the variable thickness Sc filter and b) the time-of-flight transmission measurements of Sc various thickness samples. The obtained results for $\sigma_t(^{45}\text{Sc}, 2 \text{ keV})$ are 278 ± 90 mbarn for the first and the second methods respectively.

Наличие у изотопа ^{45}Sc глубокого интерференционного минимума при энергии нейтронов 2 кэВ привело к широкому использованию скандиевых фильтров на ядерных реакторах для выделения интенсивных квазимонохроматических пучков нейтронов [1-4]. Однако остается открытым вопрос о полном нейтронном сечении ^{45}Sc при $E_n = 2$ кэВ. Так, по известным литературным источникам сечение скандия в минимуме составляет 50 мб [1], около 500 мб [5], 85 мб [6] и 710 мб [7]. Такой разброс данных побудил авторов настоящей работы провести новые измерения полного сечения σ_t скандия при $E_n = 2$ кэВ.

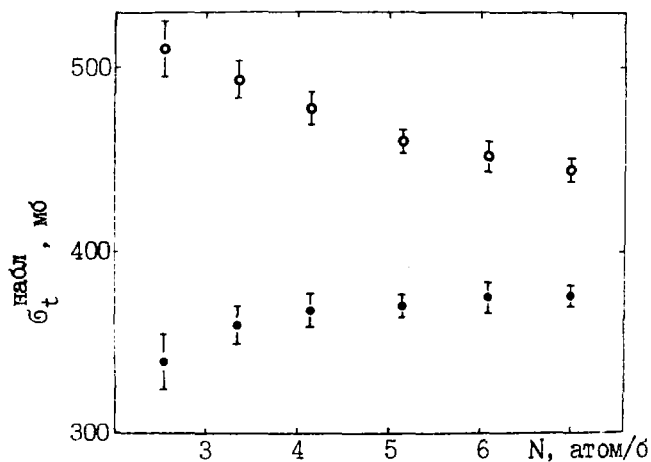
Измерения проведены на реакторе ВВР-М Института ядерных исследований АН УССР. С целью выявления возможных систематических ошибок, а также для повышения надежности данных использовали две независимые методики: измерение пропускания образца скандия с помощью скандиевого фильтра с переменной толщиной и измерение пропусканий образцов ^{45}Sc различной толщины по методу времени пролета в сочетании с пропусканием пучка сквозь фильтры из исследуемого скандия различной толщины.

Измерение с помощью скандиевого фильтра. Ранее [8] авторами настоящей работы было определено полное сечение образца ^{45}Sc в интерференционном минимуме путем измерения пропускания Т скандиевого образца толщиной 22,5 см ($n = 0,9025$ атом/б) на непрерывном нейтронном пучке, пропущен-

ном через скандиевые фильтры различной толщины. Измеряли толщину скандиевых фильтров N , равную 63–173 см (2,5–7 атом/б). На рисунке представлены наблюдаемые в эксперименте полные нейтронные сечения $\sigma_t^{\text{набл}} \cong -\frac{1}{n} \ln T$. Такие сечения в точке минимума $\sigma_t^{\text{мин}}$ при $E_n = 2$ кэВ находили по формуле [8]

$$\sigma_t^{\text{набл}} = \sigma_t^{\text{мин}} + \frac{1}{2n} \ln \left(1 + \frac{n}{N}\right),$$

которая справедлива при достаточно больших значениях N , когда величина $\sigma_t^{\text{набл}} - \frac{1}{2n} \ln \left(1 + \frac{n}{N}\right)$ становится не зависящей от толщины N . В нашем эксперименте это наблюдалось при $N \geq 6$ атом/б. Найденное таким способом полное нейтронное сечение в минимуме составляло 263 ± 70 мб [8]. Более точный учет вклада примесей, а также более строгая оценка систематических погрешностей привели к некоторому изменению этого значения. Полное нейтронное сечение ^{45}Sc в 2-кэВ интерференционном минимуме, полученное с помощью скандиевого фильтра, составляло 278 ± 90 мб.



Полные нейтронные сечения в зависимости от толщины мишени

Измерение по методу пролета. Исследования пропусканий скандия по методу времени пролета проводили на спектрометре с пролетной базой 70 м [9]. Образцы устанавливали в держателе, размещенном между двумя коллиматорами после механического прерывателя. Измерения выполнены с разрешающим временем 55 нс/м. Ширина канала составляла 2 мкс. Нейтроны детектировались батареей ^3He -пропорциональных счетчиков. Фон быстрых нейтронов, проходящих сквозь ротор прерывателя при перекрытых щелях, измеряли одновременно с эффектом перед вспышкой (функция фона симметрична). Исследуемые образцы были "черными" вне области интерференционного минимума. Это представляло дополнительную возможность определения фона вблизи области минимума. Кроме того, счет в каналах полного "введания" (ниже 0,5 кэВ), зависящий от мощности источника нейтронов, мог служить допол-

нительным монитором пучка. Использование скандиевых фильтров значительно улучшало соотношение эффект — фон в области энергий 2 кэВ. Например, скандиевый фильтр толщиной 31 см уменьшал фон быстрых нейтронов почти в десять раз. Были измерены спектры нейтронов сквозь образцы скандия толщиной 15, 31, 46, 76 и 96 см.

В результате получено пропускание пяти образцов по отношению к свободному пучку (с нулевым скандиевым фильтром), четыре пропускания для нейтронного пучка после прохождения 15-см скандиевого фильтра с толщинами образца 31–15, 46–15 см и т.д. (всего 15 пропусканий, комбинирующих весь имеющийся материал). Такой подход, по нашему мнению, способствовал ослаблению влияния возможных систематических ошибок, связанных с характеристиками отдельных образцов и других источников систематических ошибок. Полное нейтронное сечение скандия вычисляли по формуле

$$\sigma_t = -\frac{1}{N_i - N_k} \ln \left[\frac{J(N_i) - \phi(N_i)}{J(N_k) - \phi(N_k)} \right],$$

где $J(N_i)$ — скорость счета со скандиевым образцом в пучке концентрацией N_i , ядер/б; $\phi(N_i)$ — фон быстрых нейтронов. Металлический дистиллат скандия, применявшийся как в качестве образцов, так и в качестве фильтров, имел чистоту 99,8% (марка СкМП-2) и был изготовлен в форме дисков разной толщины от 5 до 25 мм и разных диаметров (48–26 мм). В эксперименте со скандиевым фильтром [8] использовали эти же образцы. Были измерены масса и размеры каждого диска и определены их плотности. Плотность, измеренная по отдельным дискам, принимала значения 2,995–3,033 г/см³, что соответствует справочным данным [4] и свидетельствует об отсутствии раковин в объеме материала. В состав скандия входили примеси водорода, меди, скандия, железа, фтора, углерода, кальция, азота, титана, индия, цинка.

Результаты измерения пропускания образцов

Толщина скандиевого фильтра, см	Исследуемый образец скандия		Пропускание	Экспериментальное полное нейтронное сечение, мб
	Толщина, см	Концентрация, ядер/б		
0	15	0,6025	0,8578 \pm 0,0204	255 \pm 40
31	15	0,5982	0,7567 \pm 0,0284	466 \pm 47
15	16	0,6469	0,7585 \pm 0,0185	427 \pm 38
76	20	0,8068	0,7675 \pm 0,0347	328 \pm 56
46	30	1,2028	0,6484 \pm 0,0298	360 \pm 38
0	31	1,2495	0,630 \pm 0,0147	370 \pm 19
15	31	1,245	0,5647 \pm 0,0157	459 \pm 22
31	45	1,8010	0,4738 \pm 0,0208	418 \pm 24
0	46	1,8476	0,4636 \pm 0,0280	404 \pm 15
46	50	2,010	0,4725 \pm 0,1435	373 \pm 15
15	61	2,448	0,3468 \pm 0,0151	432 \pm 18
31	65	2,608	0,3575 \pm 0,0097	394 \pm 10
0	76	3,050	0,2916 \pm 0,0127	404 \pm 14
15	81	3,255	0,2609 \pm 0,0069	413 \pm 8
0	96	3,857	0,223 \pm 0,0060	388 \pm 8

В таблице приведена основная экспериментальная информация по измерению пропусканий образцов скандия. Средняя величина $\sigma_t^{\text{эксп}}$, вычисленная по всем экспериментальным значениям по формуле статистического усреднения (в предположении отсутствия корреляции ошибок), составляла $\sigma_t^{\text{эксп}} = 399$ мб; среднеквадратичная статистическая ошибка ± 4 мб. В виду наличия некоторой корреляции ошибок для статистической ошибки был взят удвоенный доверительный интервал (ошибка принята равной ± 8 мб). Вклад примесей в полное нейтронное сечение составил 134 ± 67 мб, из которых на долю водорода и меди приходилось 89 и 37 мб соответственно. Так как точность определения концентрации примесей не известна, ее приняли за 50%. Кроме того, были учтены поправки на кислород и азот воздуха, вытесняемого образцом скандия (+10 мб), на разрешение спектрометра (-9 мб), на влагу, содержащуюся в воздухе (+0,4 мб). При вычислении ошибки эксперимента была учтена погрешность определения концентрации ядер скандия в образцах (+2,5 мб). Окончательный результат, полученный после введения всех поправок, составлял 266 ± 77 мб. Это значение хорошо согласовалось с результатом, полученным в эксперименте со скандиевым фильтром.

Список литературы

1. Simpson O.D., Miller L. Nucl. Instrum. and Methods, 1968, v.61, p.245.
2. Вертебный В.П., Кирилук А.Л. и др. В кн.: Нейтронная физика (Материалы 3-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 9-13 июня 1975 г.). М., ЦНИИатоминформ, 1975, с.151.
3. Кузин Е.Н., Белов С.П., Двухшерстнов В.Г. и др. Атомн. энергия, 1973, т.35, с.391.
4. Schwartz e.a. Neutron Cross-Sections and Technology Conference, CONF-NBS-SP, 1975, v.425, p.89.
5. BNL-325, 3rd ed., 1976, v.11.
6. Magurno B.A. e.a. Proceedings Conference on Nuclear Cross-Sections and Technology, NBC-SP, 1975, v.1, p.357.
7. Chrien R.E., Block R.C. e.a. Proceedings Symposium on Neutron Standards and Appl., NBC-SP, 1977, v.493, p.255.
8. Razbudey V.F., Muravitsky A.V., Vertebnyi V.P., Kirilyuk A.L. Proceedings International Conference on Nuclear Cross-Sections for Technology. USA, Knoxville, Oct., 1979.
9. Вертебный В.П., Ворона П.Н. и др. В кн.: Нейтронная физика. Киев, Наукова думка, 1972, ч. II, с.255.

THE EFFECTIVE MODERATOR FOR THE PULSED NEUTRON SOURCES. Results on optimization of the shape of moderators in order to improve their quality are reported. Best characteristics appeared to have a comb shaped water moderator. Such moderator used at the IBR-30 reactor (Laboratory of Neutron Physics) allowed to make the average thermal neutron flux 3 times higher in all the reactor channels. Cold neutron flux (≤ 5.0 MeV) was increased by a factor of 5-6. It was shown that the moderator's quality for cold neutrons do not become better with its cooling down to 85 K.

Вопросам оптимизации замедлителей для импульсных источников посвящено достаточное число работ [1]. Исследования проводили по следующим направлениям: выбор материалов для замедлителей и его температуры [2,3], оптимизация формы и размеров замедлителя [4,5], применение отражателей-фильтров [6]. В большинстве указанных работ качество замедлителей оценивается по параметру $\psi = \phi / \tau^2$ [7], где ϕ - поток нейтронов на образце с энергией от E до $E + dE$; τ - эффективная длительность нейтронного импульса. Этот параметр пропорционален счёту детектора или потоку нейтронов на образце за временной интервал, равный ширине временного разрешения Δt . Для нахождения параметра необходимо знать временное распределение нейтронов $F(t)$, по которому определяется $\tau = J_E^{-1} \int_0^\infty F(t) dt$, где J_E - интенсивность нейтронов в максимуме распределения $F(t)$.

Для измерения нестационарных спектров нейтронов авторы настоящей работы использовали кристаллический спектрометр в сочетании с методикой времени пролета [2,4]. Схема спектрометра представлена на рис.1. В измерениях использовали монокристаллы цинка и меди с мозаичностью около 20 мин. Общая пролетная база кристаллического спектрометра составляла 4,7 м, угол между направлением пучка и плоскостью кристалла равнялся 84° . Солеровский коллиматор обеспечивал 15-минутное угловое разрешение. При указанных условиях временное разрешение кристаллического спектрометра для нейтронов с энергией 6 и 90 мэВ было не хуже 9 и 6 мкс соответственно. Источником быстрых нейтронов являлся реактор ИБР-30 в режиме бустера при длительности импульсов $\theta = 5$ мкс [8].

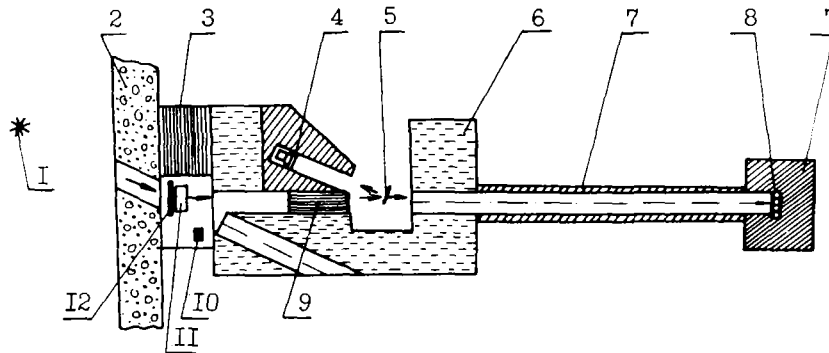


Рис.1. Схема экспериментальной установки: I - источник быстрых нейтронов; 2,3,6,7 - защита установки; 4 - спинтиллиационный детектор $ZnS(Ag) + {}^{10}B$; 5 - монокристалл; 8 - борные счетчики; 9 - солеровский коллиматор; 10 - монитор; II - исследуемый замедлитель и криостат; 12 - фильтр из V_4C

Исследуемый гребенчатый замедлитель представлял собой алюминиевый сосуд, наполненный водой или водно-спиртовой смесью (рис.2). Сплошной слой воды толщиной h выбран экспериментально (3-5 см). Высота гребней $H = 10$ см выбрана из соображений, чтобы общая усредненная толщина замедлителя по воде была бы не менее 8-10 см. При таком слое воды на глубине 3 см достигается максимальная плотность потока нейтронов. Как видно из рисунка, в отличие от дырчатых замедлителей [9] и пушек [5] гребенчатый замедлитель в горизонтальной плоскости может просматриваться любым числом каналов.

По измеренным функциям $F(t)$ для некоторых фиксированных энергий нейтронов были получены зависимости $\tau(E)$, представленные на рис.3. Видно, что эффективная длительность нейтронного импульса начиная с 20 мэВ при охлаждении замедлителя до 85 К уменьшается по сравнению с длительностью при теплом (280 К) замедлителе.

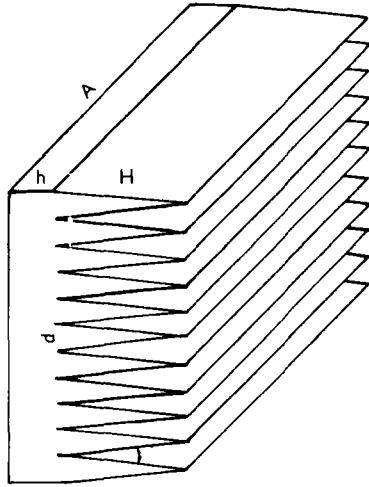


Рис.2

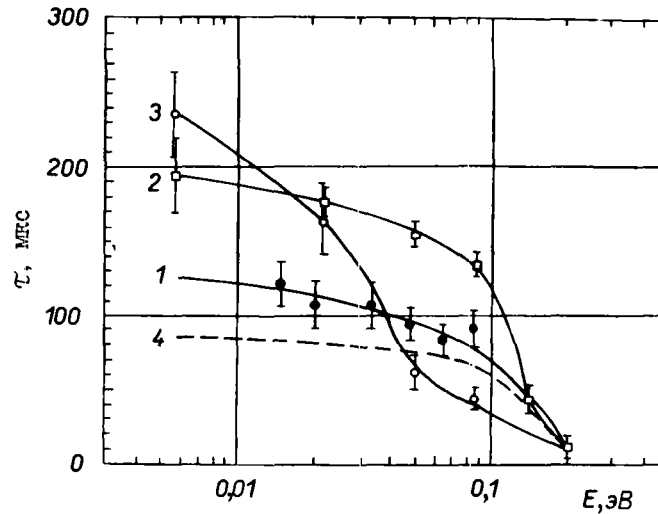


Рис.3

Рис.2. Замедлитель в виде гребенки ($A \times A = 22 \times 22 \text{ см}^2$, $d = 2 \text{ см}$)

Рис.3. Зависимость эффективной длительности нейтронного импульса от энергии нейтронов: 1 - плоский замедлитель (размером $25 \times 25 \text{ см}^2$, толщиной 4,5 см); 2 - гребенчатый замедлитель при температуре 280 К; 3 - гребенчатый замедлитель, охлажденный до 85 К; 4 - теоретическая зависимость среднего времени жизни нейтронов в плоском замедлителе из воды

Исследования гребенчатого замедлителя показали, что он в два-три раза эффективнее дырчатого замедлителя [9] и замедлителя с отражателем из бериллия [6]. Полученная из спектров зависимость фактора выигрыша показывает, что даже без охлаждения новый замедлитель в пять-шесть раз увеличивает интенсивность холодных нейтронов.

Было показано, что при охлаждении макета гребенчатого замедлителя до 90-100 К выход холодных нейтронов увеличивается почти в три раза. Однако при наличии рабочей криогенной системы (увеличение числа стенок, удаление от активной зоны и т.п.) поток холодных нейтронов оказался немного выше, чем поток у теплого (300 К) замедлителя без дополнительных конструкций. Полученные на реакторе ИБР-30 значения факторов выигрыша качества g_{ψ} приведены в таблице.

Отношение качества гребенчатого замедлителя к качеству плоского в разных режимах

Реакторный режим, $\theta = 100 \text{ мкс}$					Бустерный режим, $\theta = 5,0 \text{ мкс}$					
E, эВ	0,2	0,089	0,05	0,022	0,005	0,2	0,089	0,05	0,022	0,005
g_{ψ} при 300 К	1,3	1,4	1,5	2,6	3,0	-	0,9	1,2	1,6	2,2
g_{ψ} при 85 К	1,3	2,6	4,4	2,1	2,3	-	8	7,5	1,8	1,8

Такие замедлители в одной из плоскостей пучка могут модулировать общую угловую расходимость пучками с меньшей угловой расходимостью. Действительно, измеренное на 10-метровой базе через горизонтально расположенную узкую щель угловое распределение нейтронов в вертикальной плоскости

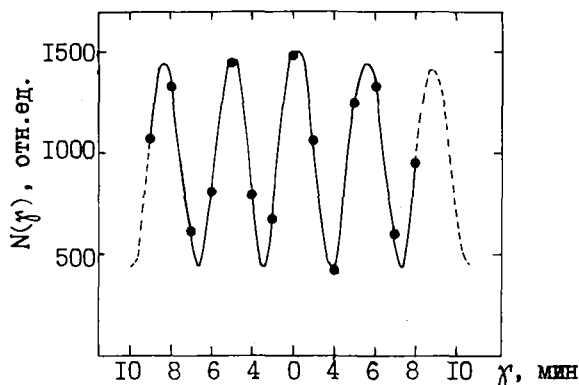


Рис.4. Угловое распределение пучка на 10-метровой базе (γ - угол; $N(\gamma)$ - число отсчетов)

как бы повторяет форму гребней замедлителя (рис.4). Угловая расходимость одного пика в n раз меньше (n - число гребней), чем общая расходимость пучка на этой базе.

Модуляция пучка узкими пиками может оказаться полезной в сочетании такого замедлителя с зеркальным нейтроноводом.

Список литературы

1. Оптимизация нейтронных пучков. М., Атомиздат, 1965.
2. Ишмаев С.Н., Садиков Н.П., Чернышов А.А. Препринт ИАЭ-1954, 1970.
3. Beister J.R., Russel J.L. Pulsed High Intensity Fission Neutron Sources. - Proceedings Symposium USAEC, Conf.-650217, 36. Washington, 1965.
4. Day D.H., Sinclair R.N. Nucl. Instrum. and Methods, 1969, v.72, p.237-253.
5. Arcipiani B. e.a. Energia Nucleare, 1967, v.14, p.3.
6. Голиков В.В. и др. Symposium on Inel. Scatt. of Neutrons. V.1, Vienna, IAEA, 1961.
7. Michaudon A. J.Nucl.Energy, 1963, A/B 17, p. 165.
8. Азаньев В.Д. и др. Препринт ОИЯИ-13-4395. Дубна, 1969.
9. Байорек А. и др. Symposium on Inel. Scatt. of Neutrons. V.2. Vienna, IAEA, 1965, p.519.

УДК 539.125.5.03

ВОССТАНОВЛЕНИЕ СПЕКТРОВ НЕЙТРОНОВ ИЗ АППАРАТУРНЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ПРОТОНОВ ОТДАЧИ

П.П. Дьяченко, Е.А. Серегина, М.З. Тараско
(ФЭИ)

NEUTRON SPECTRA EXTRACTION FROM RECOIL PROTON INSTRUMENTAL DISTRIBUTIONS. The different modes of the fission neutron spectrum extraction from the instrumental distributions measured by the recoil proton scintillation spectrometer are analysed. It is shown that approximation of the neutron spectrum by the superposition of Γ -distributions in combination with the method of the least directed divergence are most acceptable.

В настоящее время разработано значительное число алгоритмов восстановления спектров нейтронов из аппаратурных распределений, измеренных сцинтилляционным спектрометром протонов отдачи [1]. Наиболее распространенным из них является метод дифференцирования, который, как известно, был предложен одним из первых еще в 1961 г. [2]. Этот метод является наиболее простым и однозначным. Однако следует отметить, что он приводит к удовлетворительным результатам лишь в том случае, когда используется достаточно тонкий кристалл и вместе с тем обеспечивается высокая статистичес-

кая точность измерения спектра протонов отдачи. Это условие является весьма существенным, так как оно практически сводит на нет основное преимущество однокристалльного спектрометра - высокую эффективность по сравнению с другими способами спектрометрии нейтронов (например, с методом времени пролета). Попытки реализовать это преимущество привели к созданию алгоритмов, основанных на идее так называемой регуляризации, т.е. введения априорной информации об искомом спектре в процессе обработки экспериментальных данных.

В данной работе анализируется применимость такого типа алгоритмов к задаче восстановления спектров нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf .

Необходимые для анализа аппаратные спектры нейтронов были измерены кристаллом стильбена толщиной 20 мм и диаметром 34 мм с использованием схемы $[\beta-\gamma]$ -разделения для углов 10° и 90° между направлением движения осколков и нейтронов с угловым разрешением $\pm 2,5^\circ$. Кроме того, был измерен также интегральный спектр нейтронов, используемый для определения эффективности спектрометра. Энергетическую калибровку шкалы производили с помощью гамма-источников ^{137}Cs и ^{60}Co . В качестве зависимости световыхода кристалла от энергии протонов принимали данные работы [4] для коэффициента воспроизводства $KV=0,012$. Преобразование аппаратных спектров в спектры протонов отдачи осуществляли методом группировки (рис.1).

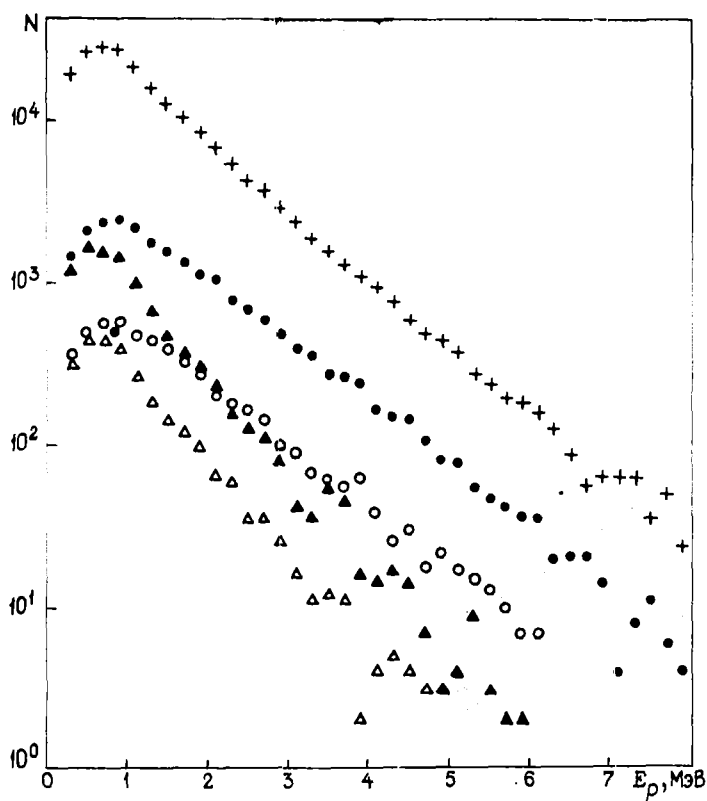


Рис.1. Спектры протонов отдачи: + - интегральный; ●, ▲ - для углов 10° и 90° соответственно (результаты шести серий измерений); ○, △ - для углов 10° и 90° соответственно (результаты одной серии измерений)

На рис.2,3 точками показаны эффективность регистрации и спектры нейтронов, восстановленные из спектра протонов отдачи методом дифференцирования. Следует отметить, что как в этом методе, так и во всех обсуждаемых ниже эффективность определяли по интегральному спектру нейтронов в предположении, что он описывается максвелловским распределением с параметром T , равным 1,43 МэВ. Такой способ позволяет учесть тот факт, что функция отклика реального кристалла отличается от закона $1/E$. Сравнение полученной таким образом эффективности с расчетной позволяет судить о величине возможных систематических ошибок метода.

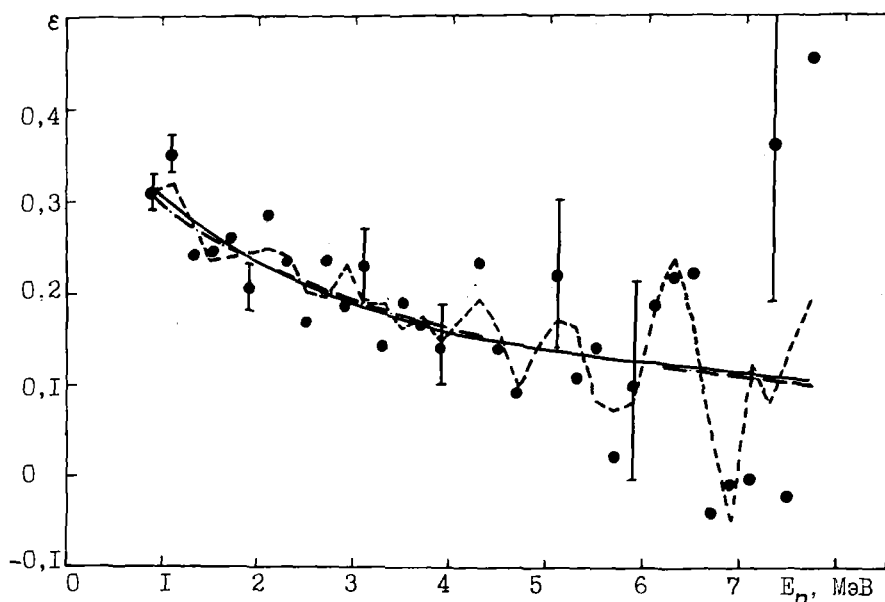


Рис.2. Эффективность регистрации нейтронов: — - расчет; ● - дифференцирование; --- - дифференцирование с предварительным сглаживанием по параболе; - · - · - · - аппроксимация спектра суперпозицией Γ -распределений в сочетании с методом наименьшего направленного расхождения

Из рис.2 видно, что расчетная кривая эффективности [4] в основном проходит по совокупности экспериментальных точек, однако точность ее восстановления, особенно точность восстановления спектров нейтронов (см.рис.3), очень низка.

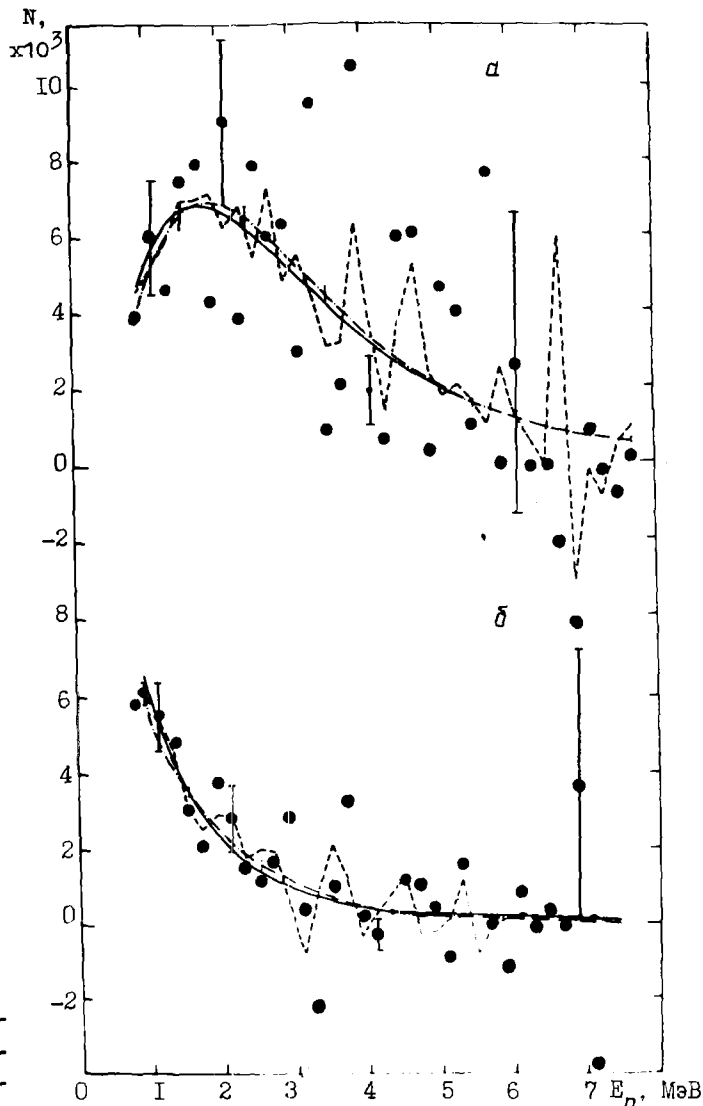
Наиболее распространенным способом повышения точности метода дифференцирования является предварительное сглаживание экспериментального спектра протонов отдачи. Результаты такой обработки описываемых данных, а именно дифференцирование с предварительным сглаживанием по пяти точкам [5], показаны на рис.2,3 пунктирными линиями. Видно, что точность восстановления действительно повышается. Однако в полученных распределениях возникают значительные осцилляции. Причина их появления скорее всего связана с тем, что сглаживание производится по числу точек, значительно меньшему, чем их число в спектре. Кроме того, парабола, по-видимому, является не самой подходящей функцией для описания спектров протонов отдачи при регистрации нейтронов деления.

Очевидно, причину возникновения такого типа осцилляций можно устранить, если наблюдаемый спектр протонов отдачи во всем диапазоне его измерения аппроксимировать единым, достаточно плавным аналитическим выражением. Таким образом, возникает вопрос о выборе класса функций для описания спектра нейтронов деления. Если исходить из того, что спектры нейтронов деления представляют собой непрерывные распределения, определенные таким образом, что $\varphi(E)=0$ при $E=0$, $\varphi(E) > 0$ при $E > 0$, и не интересоваться, вообще говоря, возможной, но пока экспериментально не обнаруженной тонкой структурой, то в качестве такого класса функций можно предложить суперпозицию Γ -распределений вида

$$\varphi(E) = \sum_k A_k E^{\alpha} \exp(-\beta_k E).$$

Для реализации этого приближения на ЭВМ использовали метод наименьшего направленного расхождения [6]. Интервалы изменения величин k и β_k выбирались равными [1:20] и [0,25:100] соответственно. Как и следовало ожидать, осцилляции исчезли. Видно, в частности, что эффективность регистрации нейтронов, восстановленная таким способом, близка к расчетной. Это обстоятельство свидетельствует о том, что использованные при обработке предположения достаточно обоснованы и полученные спектры нейтронов близки к реальным.

Рис.3. Спектры нейтронов: ● - дифференцирование; --- - дифференцирование с предварительным сглаживанием по параболе; - - - - - восстановление с помощью аппроксимации спектров нейтронов суперпозицией Γ -распределений в сочетании с методом наименьшего направленного расхождения из спектров протонов отдачи, полученных в шести (а) и одной (б) сериях измерений соответственно под углами 10° (а) и 90° (б)



Представляет интерес оценить влияние статистической точности измерения спектров протонов отдачи на устойчивость восстановления в этом подходе. Из рис.3 видно, что кривые, соответствующие одной серии измерений, достаточно близки к линиям, соответствующим шести сериям измерений. В частности, в пределах ошибок, определенных из разброса серий, они совпадают между собой.

Таким образом, можно сделать вывод, что аппроксимация спектров нейтронов деления с помощью суперпозиции Γ -распределений в сочетании с методом наименьшего направленного расхождения позволяет существенно повысить точность их восстановления из аппаратных спектров, измеренных однокристалльным спектрометром отдачи. Разработанный алгоритм может оказаться полезным для исследования сплошных спектров нейтронов в других областях нейтронной физики.

Список литературы

1. Кухтевич В.И., Трыков А.А., Трыков Л.А. Однокристалльный сцинтилляционный спектрометр. М., Атомиздат, 1971.
2. Дулин В.А., Казанский Ю.А., Кузнецов В.Ф., Смиринкин Г.Н. Приборы и техн.эксперимента, 1961, № 2, с.35.
3. Subbah V., Suhani A. Nucl.Instrum. and Methods, 1968, v.58, p.102.
4. Физика быстрых нейтронов. Под ред. Дж.Мармона и Дж.Фаулера. Т.1. М., Атомиздат, 1963.
5. Ланцос К. Практические методы прикладного анализа. М., Физматгиз, 1961.
6. Тараско М.З. Препринт ФЭИ-156. Обнинск, 1969.

О СОКРАЩЕНИИ ДЛИТЕЛЬНОСТИ НЕЙТРОННОГО ИМПУЛЬСА ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ПЛАЗМОЙ ПИНЧУЮЩЕГОСЯ РАЗРЯДА

В.А. Грибков, А.В. Дубровский, А.И. Исаков, О.Н. Крохин,
В.Я. Никулин, О.Г. Семенов
(ФИАН им.П.Н.Лебедева)

ON SHORTENING OF THE NEUTRON IMPULSE DURATION AT HIGH POWERFUL LASER RADIATION INTERACTION WITH PLASMA OF PINCH DISCHARGE. It was found, that plasma focus neutron pulse duration tends to decrease significantly when a high powerfull laser radiation interact with plasma focus discharge.

Известно, что сильноточный разряд типа плазменного фокуса является источником интенсивного нейтронного излучения в диапазонах 2,5 и 14 МэВ с узким спектром ($\frac{\Delta E}{E} \approx 0,1$) и плотностью потока свыше 10^{17} нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$. Однако относительно большая длительность импульса (100 нс) не позволяет таким устройствам в работах по спектрометрии конкурировать с нейтронными источниками на основе ускорителей.

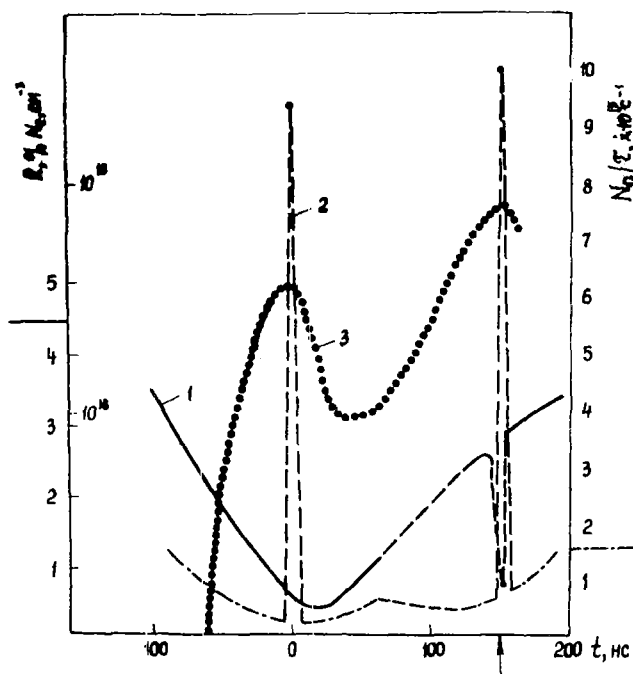
Настоящая работа посвящена исследованию режимов работы быстро пинчующегося разряда типа плазменного фокуса при введении вдоль оси разрядной камеры мощного лазерного излучения. Такого рода эксперименты проводятся для решения конкретных физических задач, когда: 1) плазменный фокус может служить плазменной мишенью для дальнейшего нагрева лазерным излучением в режиме инерциального удержания; 2) вследствие малых градиентов плотности и температуры по сравнению с лазерной плазмой плазменный фокус может служить удобным объектом для изучения нелинейных процессов взаимодействия мощного излучения с плазмой [1]; 3) являясь источником мощного РЭП [1,2], плазменный фокус используется для исследования комбинированного лазернопучкового нагрева [3,4] в целях создания нейтронного источника с более высокими параметрами; 4) лазер может использоваться для дозированного введения определенных примесей в разрядную плазму [5].

Эксперименты проводили на установке ФЛОРА [6] со следующими параметрами плазменного фокуса: энергия батареи 45 кДж при напряжении 25 кВ, полупериод разряда 7 мкс, давление дейтерия в камере 66,6 Па. Эксперименты осуществляли в двух режимах работы плазменного фокуса: пинчевом и рентгеновском. Последний характеризуется значительно большей интенсивностью жесткого рентгеновского излучения.

В пинчевом режиме использовали 20-канальный неодимовый лазер [4] с энергией излучения 300–500 Дж с импульсом 2 нс. Излучение фокусировалось на поверхность анода; размер пятна фокусировки составлял ≤ 1 мм. Измеряли отраженную и рассеянную энергии лазерного излучения, абсолютный нейтронный выход и поведение нейтронного излучения во времени. Для точного определения момента и места попадания импульса лазерного излучения использовали пятикадровую интерферометрию процесса [7,8].

Результаты экспериментов представлены на рис.1, где изображена зависимость коэффициента отражения и интенсивности нейтронного излучения от момента $t = t^* - t_0$ (t_0 – момент первого сжатия; t^* – положение лазерного импульса во времени). Начиная с момента попадания на анод лазерного импульса ($t = -100$ нс) происходит резкое уменьшение коэффициента отражения и падение нейтронного выхода. Минимум наблюдается в момент первого сжатия пинча ($t = 0$). В дальнейшем обе величины растут и достигают нормальных значений к моменту $t = +200$ нс. Вблизи $t = +150$ нс наблюдается дополнительный резкий минимум коэффициента отражения. Этот момент соответствует максимальному развитию перетяжек на пинче непосредственно перед его разрушением. Примечательным является то, что в моменты $t = 0$ и $t = +150$ нс в данном режиме работы самого плазменного фокуса наблюдались максимумы импульсов жесткого рентгеновского излучения. При совпадении во времени мощного лазерного излучения и импульса жесткого рентгеновского излучения, а также совпадении на поверхности анода фокальных пятен РЭП и мощного лазерного излучения, что было достигнуто в трех экспериментах, вместо обычного нейтронного импульса длительностью 100 нс наблюдались очень короткие нейтронные всплески длительностью ≈ 10 нс при абсолютном нейтронном выходе, сравнимом с обычной величиной (без лазера). Можно утверждать, что в этих случаях интен-

Рис.1. Зависимость коэффициента отражения лазерного излучения (кривая 1) и средней интенсивности нейтронной эмиссии (кривая 2) от момента воздействия относительно первого скатия и электронная плотность плазмы в соответствующие моменты времени (кривая 3)



сивность нейтронного потока при воздействии лазерного излучения увеличивалась на порядок из-за сокращения длительности нейтронной эмиссии.

Резкое падение коэффициента отражения и рассеяния в непосредственной близости (± 10 нс) от моментов генерации жесткого рентгеновского излучения, а также появление коротких нейтронных всплесков в моменты совпадения во времени импульсов лазерного и жесткого рентгеновского излучения свидетельствуют о возможном увеличении общей эффективности поглощения как РЭП, так и мощного лазерного излучения в плазме в моменты их совместного действия вследствие возбуждения двухпоточковой неустойчивости [4].

При рентгеновском режиме работы плазменного фокуса использовали один из каналов лазера. Лазерное излучение с энергией около 40 Дж фокусировалось на поверхность анода линзой с $f = 30$ см. Использовали те же диагностики, что и в предыдущем случае, кроме интерферометрии. Момент воздействия лазерного излучения определяли относительно импульса жесткого рентгеновского излучения.

Воздействие лазерного излучения менее чем за 150 нс до момента стягивания тока к оси (что соответствует появлению жесткого рентгеновского излучения) приводило к уменьшению интенсивности рентгеновских сигналов. Абсолютный нейтронный выход плазменного фокуса в среднем повышался в два-три раза по сравнению с разрядами без лазера. Гистограмма нейтронного выхода для проведенной нами серии экспериментов из 46 разрядов изображена на рис.2. Стрелками указаны разряды с лазером (одиннадцать), черточки внизу отмечают моменты смены рабочего газа в камере. Заметное увеличение нейтронного выхода над средним уровнем наблюдалось в пяти случаях. В случаях высокого фона суперфлюоресценции лазера (свободная генерация $\tau_n \approx 1$ мс) нейтронный выход падал до шумового уровня.

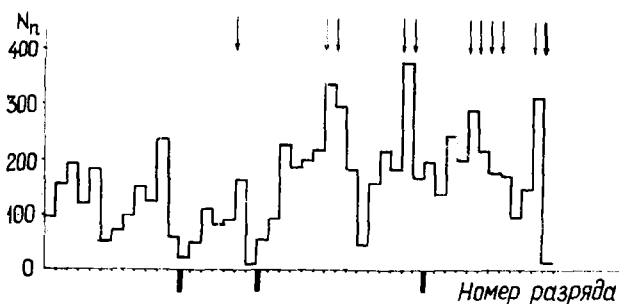


Рис.2. Гистограмма нейтронного выхода в серии разрядов

Таким образом, экспериментальные данные свидетельствуют в пользу проявления аномальных механизмов при комбинированном лазернопучковом нагреве плазмы. Однако для получения полной картины явлений необходимы дополнительные эксперименты, в том числе исследование собственного излучения плазмы и спектров рассеяния лазерного излучения.

Список литературы

1. Грибков В.А., Крохин О.Н., Склизков Г.В. и др. Труды ФИАН, 1976, т.85, с.193.
2. Грибков В.А., Никулин В.Я., Семенов О.Г., Склизков Г.В. Физика плазмы, 1978, т.4, с.1056.
3. Грибков В.А., Крохин О.Н., Склизков Г.В. и др. Письма в ЖЭТФ, 1973, т.18, с.11; 1973, т.18, с.541.
4. Басов Н.Г., Грибков В.А., Исаков А.И. и др. Труды ФИАН, 1978, т.103, с.202.
5. Jepson D.I. J.Appl.Phys., 1974, v.45, p.1147.
6. Веретенников В.А., Грибков В.А., Дубровский А.В. Препринт ФИАН, 1978, № 147.
7. Veretennikov V.A., Gribkov V.A., Dubrovsky A.V. ICKE International Conference on Plasma Science. Canada, Montreal, 1979.
8. Gribkov V.A., Dubrovsky A.V., Kalachev N.V. XIV International Conference on Phenomena in Ionized Gases. Grenoble, 1979.

УДК 539.125.5.03

ИЗМЕРЕНИЕ СПЕКТРОВ НЕЙТРОНОВ В ДИАПАЗОНЕ 10-1000 кэВ МЕТОДОМ ВРЕМЕНИ ПРОЛЕТА С ПОМОЩЬЮ ОРГАНИЧЕСКИХ СЦИНТИЛЛЯТОРОВ

С.И. Б а б и ч, В.Н. Н е ф е д о в, А.Ф. С е м е н о в
(НИИЯР)

THE TIME-OF-FLIGHT NEUTRON SPECTRA MEASUREMENT USING ORGANIC SCINTILLATOR IN ENERGY RANGE 10-1000 keV. By using the anthracene crystal as a neutron detector a threshold of 10 eV for neutron recording was estimated.

Измерение спектров нейтронов в области энергий меньше 200 кэВ с хорошей точностью представляет собой сложную задачу. Амплитудные методы измерений в этой области энергий имеют плохое энергетическое разрешение. Метод времени пролета не имеет этого недостатка, однако используемые в этом методе детекторы нейтронов (литиевые стекла, ионизационные и сцинтилляционные газовые камеры со слоями ^{235}U и др.) обладают очень малой эффективностью. Органические сцинтилляторы не имеют этих недостатков, однако они в основном используются в области энергий нейтронов больше 500 кэВ. Применение их для измерения нейтронов меньшей энергии ограничивается шумами фотоумножителей.

Появление органических сцинтилляторов с большим световым выходом и фотоумножителей с высоким квантовым выходом позволило довести порог регистрации нейтронов до 30-50 кэВ. Но использование даже таких детекторов нейтронов не позволяет измерять низкоэнергетическую часть нейтронных спектров, имеющих гладкую форму (спектр испарения), из-за большого уровня фона случайных совпадений, объясняемого тем, что в измерениях с низким порогом регистрации нейтронов конвертор загружен значительным числом импульсов от нейтронов и γ -квантов большой энергии, не несущих информации о нейтронах малой энергии. Фон случайных совпадений можно значительно снизить, если исключить из регистрации импульсы больших амплитуд. Для этого в блок-схему спектрометра необходимо ввести дифференциальный дискриминатор, пропускающий только импульсы малой амплитуды. Для проверки работы спектрометра в таком режиме и выяснения основных характеристик методом времени пролета были проведены многомерные измерения спектра мгновенных нейтронов спон-

танного деления ^{252}Cf в зависимости от амплитуды импульсов нейтронного детектора. В измерениях использовался анализатор АИ-1024. Память анализатора была разбита на восемь групп по 128 каналов каждая. В измерениях одновременно регистрировалось восемь нейтронных спектров, соответствующих восьми значениям амплитуд импульсов нейтронного детектора. Усилитель в амплитудном канале нейтронного детектора был установлен так, что порог регистрации второй группы нейтронов равнялся 25 кэВ, третьей - 50 кэВ и т.д. В качестве детектора нейтронов использовали кристалл антрацена размером 30x15 мм в сочетании с фотоумножителем ФЭУ-36. Детектором осколков деления служила тонкостенная (0,5 мм) газовая сцинтилляционная камера. Слой ^{252}Cf имел интенсивность $1,4 \cdot 10^4$ делений/с.

На рис.1 приведены аппаратурные спектры нейтронов, полученные в измерениях на пролетном расстоянии в 1 м при цене канала 6,06 нс/канал. Особенность проведенных спектров состоит в том, что после пиков от γ -квантов наблюдаются вторые пики, расположенные на спектре, образованном импульсами от протонов отдачи. Эти пики объясняются регистрацией импульсов от ядер отдачи, возникающих при рассеянии нейтронов на ядрах углерода. Отношение максимальных амплитуд импульсов отдачи ядер углерода к импульсам от протонов отдачи для нейтронов одной энергии, полученное из экспериментальных кривых, равно $0,065 \pm 0,01$. Эта величина хорошо согласуется с результатом Драйпера для нейтронов с энергией 14 МэВ. В этой серии экспериментов минимальный порог регистрации нейтронов (вторая группа) составил 25 кэВ. В дополнительных измерениях с большим усилением амплитуды нейтронных импульсов был получен порог в 10 кэВ. Проведенные измерения с лучшей разрешающей способностью ($\tau = 3,03$ нс) позволили разрешить резонансные уровни углерода с энергией 2,1 и 2,9 МэВ, которые не наблюдаются при $\tau = 6,06$ нс.

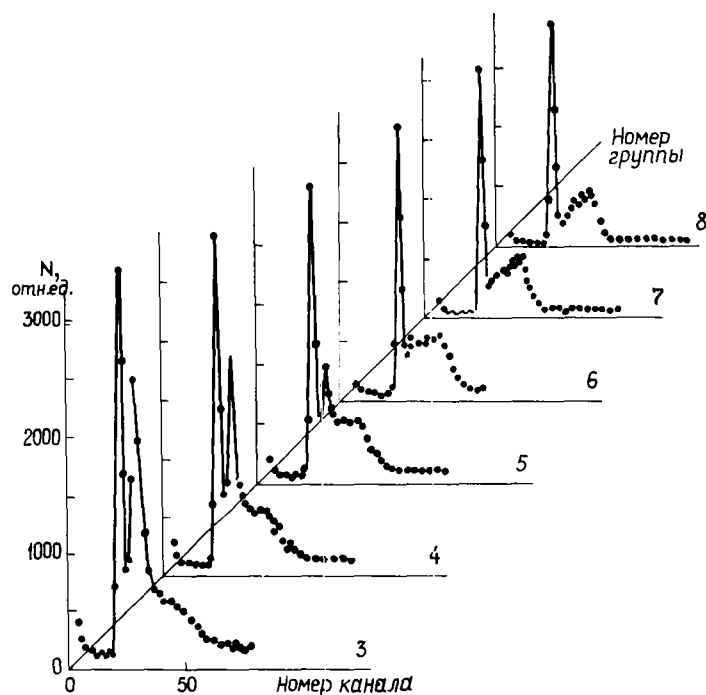


Рис.1. Аппаратурные спектры нейтронов, измеренные методом времени пролета

Таким образом, эксперимент подтвердил возможность получения низких порогов регистрации нейтронов при использовании дифференциальных дискриминаторов, пропускающих лишь импульсы от нейтронов малой энергии. Кроме того, измерения показали, что при использовании органических сцинтилляторов в измерениях спектров нейтронов при пороге регистрации 0,15-0,2 МэВ на спектрах должна наблюдаться тонкая структура, обусловленная резонансными уровнями углерода.

При измерении спектров нейтронов вместо многомерной схемы проще использовать одномерную. В этом случае порог регистрации и диапазон измеряемых энергий нейтронов устанавливаются одноканальным дифференциальным дискриминатором. Для оценки возможности такого способа был измерен спектр мгновенных нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf в диапазоне 0,06-0,8 МэВ. Измерения вы-

полнялись на установке, описанной выше. Были выполнены четыре серии измерений по 24 ч каждая на пролетном расстоянии 1 м и три серии на пролетном расстоянии 0,5 м. Для определения фона рассеянных в помещении нейтронов были выполнены измерения с латунным конусом длиной 30 см, перекрывающим прямой пучок нейтронов.

Основной трудностью при обработке полученных результатов является определение энергетического хода эффективности нейтронного детектора. Расчетным путем это сделать практически невозможно, поэтому эффективность определяли экспериментально.

Для определения эффективности нейтронного детектора использовали механический селектор нейтронов с магнитным подвесом роторов. Селектор работал в режиме, обеспечивающем временное разрешение, близкое к разрешению в измерениях спектра нейтронов ^{252}Cf и равное 14 нс/м. Эффективность определялась относительно эффективности нейтронного детектора селектора, собранного из счетчиков СИМ-17, наполненных ^3He . Измерения на селекторе подтвердили полученные пороги регистрации нейтронов при измерении спектра мгновенных нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf .

На рис. 2 приведен спектр мгновенных нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf , полученный в результате обработки результатов эксперимента. Полученный спектр нейтронов в диапазоне выше 0,4 МэВ достаточно хорошо описывается спектром испарения с параметром $T = 1,424$ МэВ. В области энергий меньше 0,3 МэВ наблюдается превышение экспериментального спектра над теоретическим.

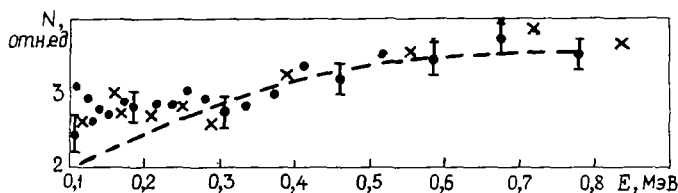


Рис. 2. Спектр мгновенных нейтронов деления ^{252}Cf с пролетным расстоянием 50 см (●) и 100 см (x); --- испарительный спектр с $T = 1,424$ МэВ

Полученные результаты показывают, что предложенный метод регистрации нейтронов в сочетании с использованием селекторов нейтронов для градуировки эффективности нейтронного детектора позволит точно измерить спектры мгновенных нейтронов деления в области энергий меньше 0,5 МэВ для большинства делящихся изотопов. Кроме того, полученные результаты позволяют сделать вывод о том, что имеется принципиальная возможность достижения более низкого порога регистрации нейтронов, равного энергии, необходимой для испускания одного фотона, при выделении дискриминатором одноэлектронных импульсов фотоумножителя.

УДК 539.1.07

ЛИНЕЙНЫЙ МЕТОД КАК СПОСОБ УВЕЛИЧЕНИЯ ДИНАМИЧЕСКИХ ВОЗМОЖНОСТЕЙ РЕГИСТРИРУЮЩЕЙ АППАРАТУРЫ ПРИ ПРОВЕДЕНИИ ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

В.И. Горячев, О.А. Трыков, В.В. Владимиров
(ФЭИ)

LINEAR METHOD AS THE WAY OF INCREASING OF DYNAMIC POSSIBILITY FOR DETECTED APPARATUS AT NUCLEAR FISCAL INVESTIGATIONS. A method for detection of nuclear radiation with decreased dead time is presented in this report. The known linear method has been used to evaluate what is proposed here.

В большинстве случаев динамические свойства детекторов ядерного излучения значительно превышают динамические свойства регистрирующей аппаратуры, поэтому быстродействие детектирующих систем в основном определяется "мертвым" временем регистрирующей аппаратуры.

В работе [1] предложен линейный метод, позволяющий свести к минимуму влияние "мертвого" времени детектирующих систем и максимально использовать динамические возможности самих детекторов ядерного излучения.

Принципиальная схема устройства, реализующего этот метод, показана на рис.1. В этом устройстве импульсы тока, образующиеся в результате регистрации излучения с детектора D , не подвергаясь формированию внешними нелинейными цепями, поступают непосредственно на интегрирующий конденсатор C в течение времени T , пока электронный ключ $ЭК$ остается разомкнутым. По истечении времени T электронный ключ замыкается и через его низкоомное прямое сопротивление конденсатор C разряжается. Затем ключ размыкается вновь и процесс повторяется.

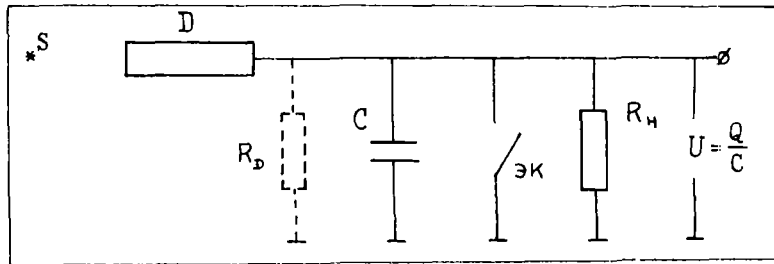


Рис.1. Принципиальная схема коммутации, обеспечивающей линейный режим

Импульсы напряжения $U = Q/C$, прямо пропорциональные зарядам Q , накапливаемым на интегрирующем конденсаторе в течение временных интервалов T , поступают на вход амплитудного анализатора и обуславливают отсчеты в соответствующих каналах A . В результате этого на анализаторе регистрируется аппаратное распределение $P(A)$. Нетрудно показать, что при $RC \gg T \gg \tau_6$ [τ_6 - длительность импульсной характеристики детектора; $R = R_H R_D / (R_H + R_D)$, где R_D - выходное сопротивление детектора] изменение заряда Q на конденсаторе C линейно зависит только от средней скорости поступления импульсов токов с выхода детектора во всем практически значимом диапазоне частот.

Линейный отклик рассматриваемой схемы во временных интервалах T , удовлетворяющих приведенным выше условиям, а также ее исключительно высокая широкополосность позволяют рассматривать ее как схему, в которой влияние "мертвого" времени сведено к минимуму.

Полное использование достоинств такой схемы требует применения в ней по возможности безынерционных широкополосных детекторов и предусилителей. Этим требованиям ближе всего соответствуют органические сцинтилляторы с фотоумножителем в качестве предусилителя. В таком сочетании представленная на рис.1 схема регистрации ядерного излучения обладает исключительно высокими динамическими возможностями.

Расшифровка экспериментальных данных, полученных линейным методом, осуществляется на основе анализа аппаратного распределения $P(A)$, являющегося результатом регистрации с высокой статистической точностью дифференциальной характеристики (отклика) детектора, которая в свою очередь определяется амплитудным распределением импульсов токов $S(A)$, поступающих на интегрирующий конденсатор.

Воспользовавшись результатами работы [1], можно для дисперсии распределения записать:

$$D(A) = D(n)Q_1^2 + \langle n \rangle D(Q); \quad (I)$$

$$D(A) = D(n)Q_1^2 + \langle n \rangle (Q_2 - Q_1^2),$$

где $D(n) = \langle n^2 \rangle - \langle n \rangle^2$; $Q_1 = \sum_A A q(A)$; $Q_2 = \sum_A A^2 q(A)$; $q(A)$ так же, как и $S(A)$, является амплитудным распределением импульсов токов, поступающих на интегрирующий конденсатор, но при этом выполнено условие нормировки $\sum_A q(A) = 1$.

В настоящей работе предлагается более простой подход к расшифровке экспериментальных данных, обеспечивающий вместе с тем оперативность линейного метода.

Для пояснения его существа рассмотрим случай большой скорости регистрации, при которой на интегрирующий конденсатор за время T поступает среднее число импульсов токов $\langle n \rangle = \bar{n} \gg 1$ и, кроме того, выполняется условие $C(A) \gg 1$ для всех каналов анализатора.

Для случая пуассоновского потока событий $D(n) = \langle n \rangle$, а дисперсия $D(A)$ может быть представлена в виде $D(A) = \langle Q_A \rangle^2 \langle n_1 \rangle$; где $\langle Q_A \rangle$ - некоторый единичный заряд; $\langle n_1 \rangle$ - их среднее число, фиксируемое в течение временного интервала T . Тогда

$$D(A) = \langle Q_A \rangle^2 \langle n_1 \rangle = \langle n \rangle Q_1^2 + \langle n \rangle \langle Q_2 - Q_1^2 \rangle$$

или

$$\langle Q_A \rangle^2 \langle n_1 \rangle = \langle n \rangle Q_2.$$

Если принять, что $\langle Q_A \rangle = Q_2 / Q_1$, то $\langle n_1 \rangle = \langle n \rangle Q_1 / \langle Q_A \rangle$, где

$$Q_A = \frac{Q_2}{Q_1} = \frac{\sum_A A^2 q(A)}{\sum_A A q_1(A)} = \frac{\sum_A Q_A (Q_A C_A)}{\sum_A (Q_A C_A)}. \quad (2)$$

Полученный результат означает, что в выражении (1) можно не принимать во внимание второе слагаемое, содержащее дисперсию отклика, если в качестве отклика системы, функционирующей в линейном режиме, принять не одночастичный отклик $C = C(A) \rightarrow q(A)$, а отклик C_A , деформированный взвешиванием на величину заряда, создаваемого на интегрирующем конденсаторе C каждым импульсом тока, поступающим на него. Этот отклик $C = AC(A)$ можно определить как однозарядовый, а единичные заряды $\langle Q_A \rangle$, определяемые выражением (2), как зарядовые кванты. При этом единичные заряды Q_1 недеформированного отклика уместно определить как счетные кванты.

Однозарядовый отклик - очень удобный параметр, так как он является таким же элементарным флюктуационным актом распределения $P(A)$, как и акт появления одной частицы для распределения $P(n)$, т.е. $P(n_1) = P(A)$, где $\langle n_1 \rangle = \langle n \rangle / K$, а K - коэффициент немонахроматичности, являющийся константой для данного дифференциального отклика $AC(A)$ и характеризующий спектральную немонахроматичность недеформированного отклика.

Если для выбранного временного интервала T выполняются условия $\bar{n}_1 \gg 1$ и $C_A \gg 1$, то

$$K = \frac{\langle Q_A \rangle}{Q_1} = \frac{(\sum_A Q_A^2 C_A)(\sum_A C_A)}{\sum_A Q_A (C_A)^2} \gg 1.$$

Таким образом, зная аппаратное распределение $P(A)$ и введя однозарядовый отклик, можно определить абсолютное число зарядовых квантов $\langle n_1 \rangle$, а с учетом коэффициента немонахроматичности K - абсолютное число регистраций $\langle n \rangle = \langle n_1 \rangle K$.

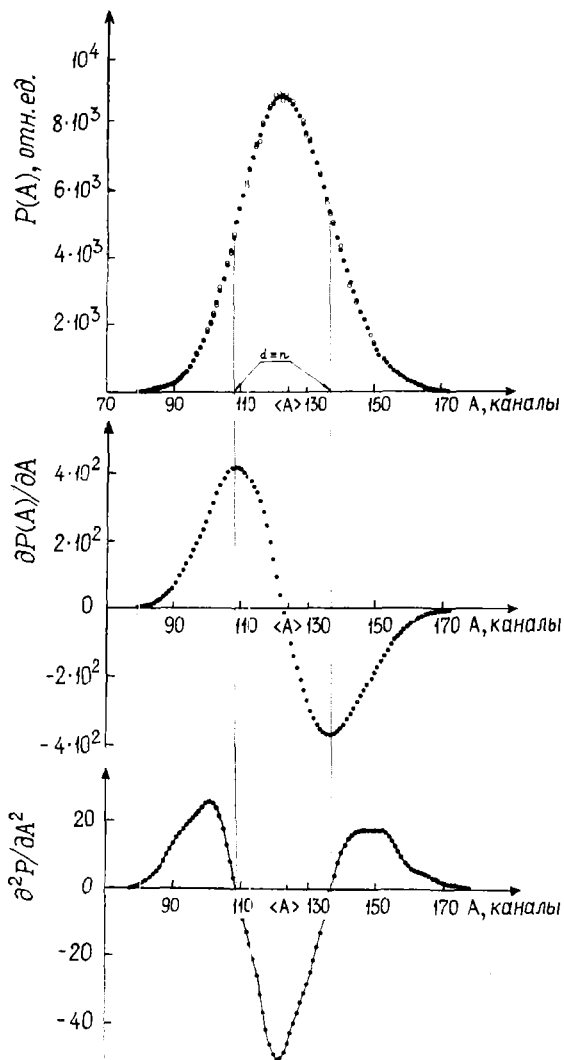
Используя свойства пуассоновского распределения [2], можно определить число зарядовых квантов n_d , соответствующих экстремумам первой производной распределения $P(A) = P(n_1)$:

$$n_d = \frac{\left(1 + \ln \frac{\langle A \rangle}{d}\right) + \sqrt{1 + 2 \ln \frac{\langle A \rangle}{d} \left(1 - \ln \frac{\langle A \rangle}{d}\right)}}{2 \left(\ln \frac{\langle A \rangle}{d}\right)^2},$$

где d - полный заряд, соответствующий экстремумам первой производной распределения $P(A)$ (рис.2). Зная n_d , можно определить число зарядовых квантов $\langle n_1 \rangle$, соответствующих полному заряду $\langle A \rangle$: $\langle n_1 \rangle = m n_d$, где $m = \langle A \rangle / d$. Для уменьшения погрешности в значениях $\langle n_1 \rangle$ оно определяется как среднеарифметическое значение \bar{n}_{1,d_1} и \bar{n}_{1,d_2} , где $d_1 = d < \bar{A}$; $d_2 = d > \bar{A}$.

В целях дополнительного уменьшения погрешности в значениях $\langle n_1 \rangle$ следует воспользоваться процедурой многократного сглаживания и сглаживающего дифференцирования [3] с применением метода зеркального отражения (рис.3) для уменьшения погрешностей на границах аппаратного распределения $P(A)$.

Рис.2. Вычисление числа зарядовых квантов:
 o - измеренные значения распределения $P(A)$;
 ● - распределения, полученные с помощью
 методики сглаживания и сглаживающего диффе-
 ренцирования



Преимущества линейных детектирующих систем с использованием однозарядового отклика получили экспериментальное подтверждение, в частности в измерениях абсолютной мощности ядерного реактора нулевой мощности статистическим методом Фейнмана [4], который особенно чувствителен к искажениям статистической функции распределения регистрируемого потока из-за "мертвого" времени детектирующих систем.

Были осуществлены измерения абсолютной мощности до уровня $W = 10$ Вт, причем ограничения по верхнему уровню мощности обусловлены только параметрами реактора, а не возможностями детектирующей системы. В то же время верхний предел мощности при измерении с приемлемой погрешностью с помощью аппаратуры, функционирующей в нелинейном режиме и имеющей "мертвое" время $\tau \leq 10^{-7}$ с, не превышает обычно 0,1-0,15 Вт.

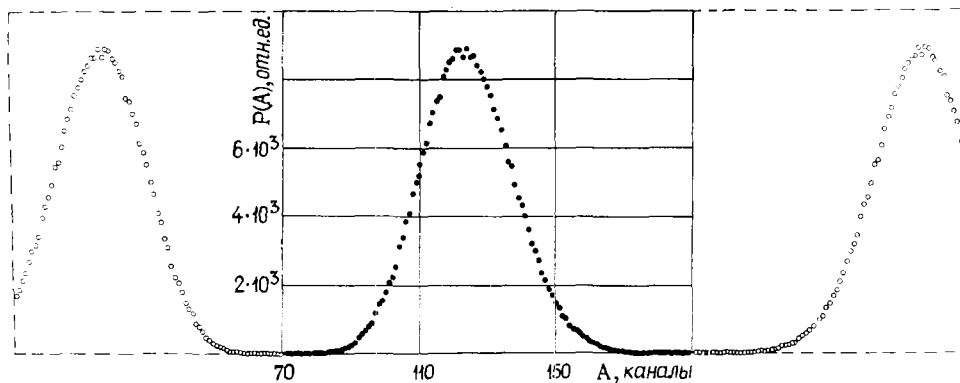


Рис.3. Использование зеркального отражения (o) и измеренного аппаратурного распределения $P(A)$ (●)

В заключение следует отметить, что линейный метод позволяет на основе стандартной аппаратуры, не обладающей высоким быстродействием, создавать детектирующие системы, отличающиеся повышенным быстродействием (10^{12} - 10^{14} регистраций в секунду) и динамическим диапазоном (способностью работать в потоках излучения, различающихся на 10-12 десятичных порядков).

Список литературы

1. Ареки Ф. и др. Квантовые флуктуации излучения лазера. М., Мир, 1974.
2. Яноши Л. Теория и практика обработки результатов измерений. М., Мир, 1968.
3. Savitzky A., Golay Marcel J.E. - *Analyt. Chem.*, 1964, v.36, № 4.
4. Уриг Р. Статистические методы в физике ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1974.

УДК 539.171.4

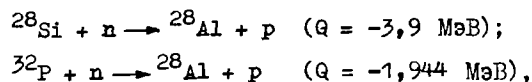
ИСПОЛЬЗОВАНИЕ РЕАКЦИЙ ТИПА (n, γ) ДЛЯ ЭЛЕМЕНТНОГО АНАЛИЗА

В.А. П о я р к о в

(Киевский государственный университет)

USING REACTION (n, γ) FOR DETERMINATION ELEMENTS CONTENTS.
The possibility using prompt gamma-radiation from reaction (n, γ) for determination light elements contents for multi-components samples are shown. The determination P, Al, Si contents in their composition is described.

В настоящее время разработано и используется большое число неразрушающих образцов экспрессных методов анализа элементного состава вещества, основанных на различных атомных и ядерных эффектах. Однако существуют задачи определения содержания легких элементов (алюминия, фосфора, кремния и др.) в многокомпонентных образцах, для которых существующие методы не обеспечивают требуемой селективности, экспрессности или чувствительности. Так, наиболее широко используемый рентгенофлуоресцентный метод анализа не обеспечивает достаточной точности определения фосфора и кремния в сложном образце из-за недостаточного энергетического разрешения полупроводниковых спектрометров в бездисперсионном методе анализа или из-за трудности учета поглощения в образце в дисперсионном методе анализа. Использование же метода активационного анализа на быстрых нейтронах не позволяет отделить кремний от фосфора, поскольку на них происходят реакции



в результате которых образуется одно и то же радиоактивное ядро ${}^{28}\text{Al}$.

В настоящей работе рассмотрена возможность использования мгновенного γ -излучения в результате реакций типа (n, γ) для элементного анализа. В качестве источника нейтронов используется $\text{Pu}(\text{Be})$ -источник, обеспечивающий стабильный выход нейтронов с энергией 1,5-10 МэВ и интенсивностью $5 \cdot 10^7$ нейтр./с. Такой источник нейтронов по сравнению с ускорителями требует минимального обслуживания, что существенно при использовании его в производстве.

При взаимодействии нейтронов $\text{Pu}(\text{Be})$ -источника с ядрами возможны различные реакции с образцом γ -квантов. В основном наибольшее сечение имеет реакция (n, n', γ) . Для использования

этой реакции в целях элементного анализа важно, что ее сечение имеет приблизительно один порядок величины для различных элементов. Такое обстоятельство обеспечивает преимущества использования реакции (n, n', γ) по сравнению с реакцией (n, γ) для анализа легких элементов. Так, при использовании γ -излучения реакции (n, γ) для элементного анализа присутствие в образце небольших количеств редкоземельных элементов, имеющих сечение (n, γ) на два-три порядка больше, чем сечение других элементов, дает большую величину фона и уменьшает чувствительность анализа.

Спектр γ -излучения реакции (n, n', γ) под действием нейтронов $\text{Pu}(\text{Be})$ -источника для каждого элемента состоит, как правило, из нескольких линий с энергией 1-3 МэВ. В таблице приведены данные о наиболее интенсивных линиях, которые могут использоваться для анализа.

Наличие нескольких линий в спектре дает дополнительную информацию о плотности образца, которая содержится в отношении измеряемой интенсивности

γ -линий к интенсивности, известной из измерений на чистом элементе с учетом самопоглощения в образце. Действительно, пусть в спектре γ -излучения, возникающего в первом элементе под действием нейтронов, присутствуют две линии с энергиями E_{11} и E_{12} и интенсивностями J'_1 и J'_2 , отношение которых известно с достаточной точностью и не зависит от внешних факторов. Тогда для наблюдаемых интенсивностей J_1 и J_2 можно записать

$$J_1 = J'_1 \ell - \mu(E_{11}) \rho g; \quad J_2 = J'_2 \ell - \mu(E_{12}) \rho g,$$

где μ - коэффициент поглощения излучения в образце (если образец состоит из элементов с близким Z , то μ слабо зависит от состава образца); g - константа для данной геометрии измерений. Плотность образца ρ может быть найдена как

$$\rho = \frac{\ln J_1/J_2 - \ln J'_1/J'_2}{[\mu(E_{11}) - \mu(E_{12})] g}.$$

Наличие в γ -спектре отдельных элементов нескольких линий позволяет в случае, если одна из них (например, E_{12}) не разрешается с линией другого элемента E_{21} , моделировать по экспериментально определенной интенсивности линии E_{11} интенсивность линии E_{12} и, следовательно, определить интенсивность линии E_{21} . Например, при анализе кремния и алюминия концентрация кремния может быть определена по интенсивности линии 1,778 МэВ. При использовании сцинтилляционного гамма-спектрометра эта линия не разрешается от линии 1,718 МэВ ^{27}Al . Однако в спектре γ -квантов реакции $^{27}\text{Al}(n, n', \gamma)^{27}\text{Al}$ присутствуют линии с энергиями 0,843; 1,014 МэВ, по которым можно восстановить интенсивность линии ^{28}Si с энергией 1,718 МэВ и, следовательно, с энергией 1,778 МэВ.

Для иллюстрации возможности использования реакции (n, n', γ) для элементного анализа приведен пример анализа фосфора, кремния, алюминия в сложных образцах. Образцы в виде цилиндров размером 48x75 мм облучали коллимированным потоком нейтронов $\text{Pu}(\text{Be})$ -источника интенсивностью $5 \cdot 10^7$ нейтр./с. Гамма-излучение детектировалось сцинтилляционным спектрометром на кристалле $\text{NaI}(\text{Tl})$ размером 150x100 мм. Спектры γ -излучения образцов фосфора, алюминия, кремния после вычитания фона приведены на рис.1. Энергии линий соответствуют данным, приведенным в таблице. На рис.2 приведен спектр γ -излучения образцов, состоящих из алюминия и кремния; кремния и фосфора; кремния, фосфора и алюминия. Для определения содержания этих элементов в образце проводили обработку полученных спектров на ЭВМ СМ-3. Экспериментальный спектр $\text{SE}(E_\gamma)$ подгоняли по методу наименьших квадратов функцией $\text{SET}(E_\gamma)$:

$$\text{SET}(E_\gamma) = \sum_i A_i S_i(E_\gamma),$$

где $S_i(E_\gamma)$ - экспериментальные спектры, соответствующие определяемым элементам. Подгоночные параметры A_i определяли из условия минимума χ^2 .

Наиболее интенсивные γ -линии

Элемент	Энергия γ -линий, МэВ	Элемент	Энергия γ -линий, МэВ
^{12}C	4,438	^{27}Al	0,843
^{14}N	1,632		1,014
	2,312		1,718
^{16}O	6,124	^{28}Si	3,004
	6,817		1,778
	7,711	^{31}P	1,266
^{24}Mg	1,368		2,233
^{26}Mg	1,807		

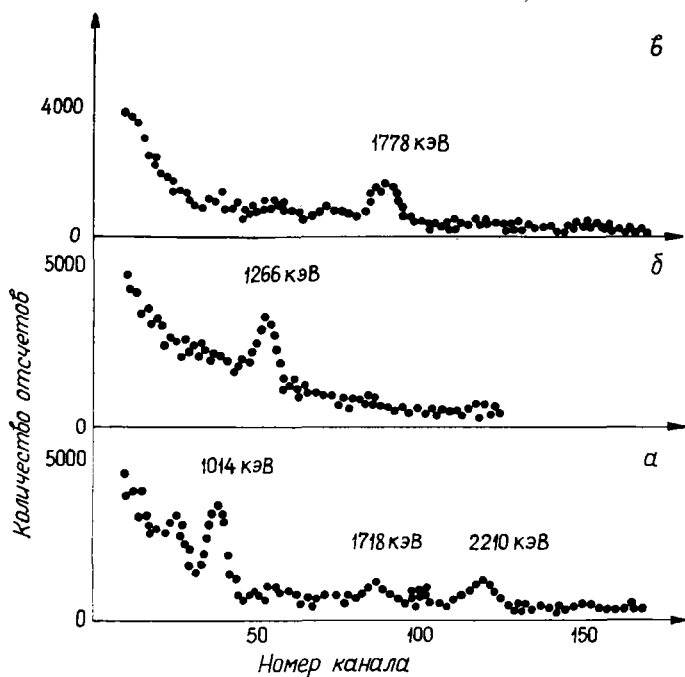


Рис.1

Рис.1. Спектры γ -излучения образцов: а - алюминия; б - фосфора; в - кремния

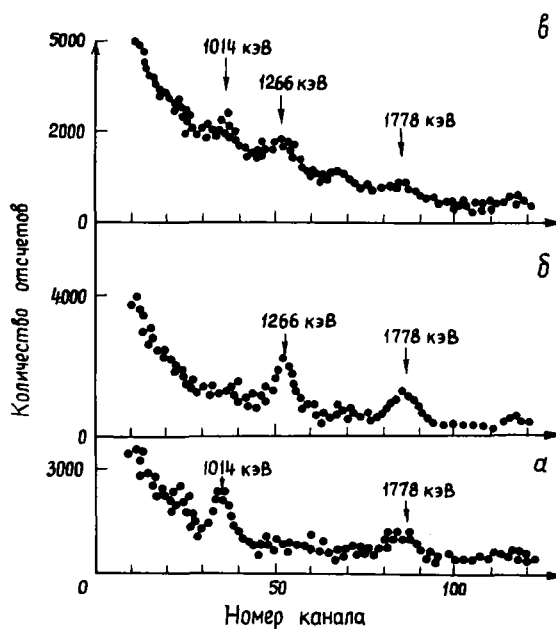


Рис.2

Рис.2. Спектры γ -излучения образцов, состоящих из: а - алюминия и кремния; б - кремния и фосфора; в - кремния, фосфора и алюминия

Описанная методика анализа использовалась для определения фосфора в апатите. На рис.3 приведена зависимость интенсивности линии 1266 кэВ фосфора в спектрах образцов апатитов от содержания в них фосфора. Таким образом, использование мгновенного γ -излучения из реакции (n, γ) позволяет определять содержание легких элементов в сложных образцах с точностью около 1% за время 20 мин.

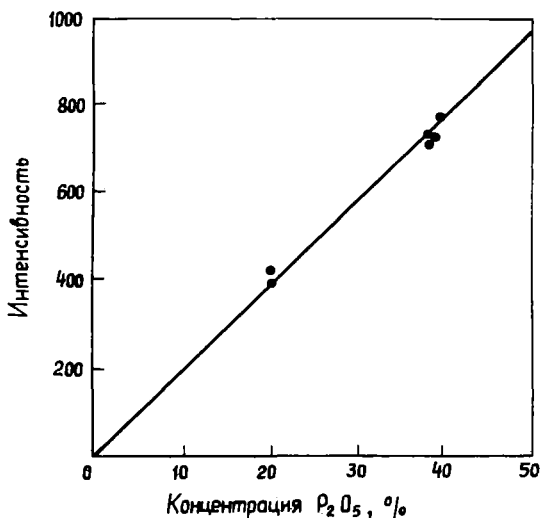


Рис.3. Зависимость интенсивности линии с энергией 1266 кэВ от содержания фосфора в образцах апатитов

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ РЕАКЦИЙ (p, n) ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РАЗРЕШЕНИЯ УСКОРИТЕЛЕЙ

П.Э. Воротников, Л.Д. Козлов, Л.С. Ларионов
(ИАЭ им.И.В.Курчатова)

THE USE OF (p, n)-REACTIONS FOR DETERMINATION OF ACCELERATOR ENERGY RESOLUTION. A method using (p, n)-reactions in the threshold region is proposed to determine the energy spread E_u of protons. The results of evaluations and measurements acting accelerators are reported.

1. Разброс энергий ионов ΔE_u является одной из важнейших характеристик ускорителя. Стандартная процедура (см., например, работу [1]) определения этого разброса состоит в измерении ширины резонанса ядерной реакции Γ_α с известной (т.е. измеренной ранее с хорошим разрешением $\Delta E_u \ll \Gamma_p$) собственной шириной Γ_p и извлечении затем ΔE_u из соотношения

$$\Delta E_u^2 = \Gamma_\alpha^2 - \Gamma_p^2 - \Gamma_m^2 - \Gamma_\delta^2, \quad (1)$$

где величина Γ_m связана с процессом торможения ионов в мишени, а $\Gamma_\delta = 2,18 \cdot 10^{-2} \text{ эВ} (M_u E_u T_K / M_m)^{1/2}$ - доплеровское расширение резонанса (M_u и M_m - массы иона и атома мишени, T_K - температура мишени в кельвинах). Обычно игнорируют неопределенность входящих в выражение (1) величин, ограничивающих точность $\Delta E_u \approx 1$ кэВ. При обычных Γ_p , ΔE_u принципиальным является и то, что формула (1) - следствие закона сложения дисперсий, справедливого для нормальных распределений, - становится некорректной. Действительно, дисперсия резонансной кривой равна бесконечности. При $\bar{\epsilon} < \epsilon_0 = 4 m_e E_u / M_u$ определяющий Γ_m спектр потерь при рассеянии на электронах $N(\epsilon) \approx \epsilon^{-2} \int_0^\epsilon$ сильно отличается от нормального $\Gamma_\epsilon \ll \sigma_\epsilon$, $\bar{\epsilon} \gg \epsilon_m$, отвечающей максимуму $N(\epsilon)$, и т.д. Он приближается к гауссиану лишь при $\bar{\epsilon} \geq 10 \epsilon_0 \approx 10-50$ кэВ. В перезарядных ускорителях этот эффект делает негауссовым энергетическое распределение ионов уже в процессе перезарядки. В связи с этим целесообразно заменить расчеты по формуле (1) численными расчетами, использующими реальные энергетические распределения, как это было сделано для некоторых резонансов в работе [3]. Наши расчеты показали, что если ввести параметр $s = \Gamma_{1/8-7/8} / \Gamma_p - (\sqrt{2} + 1)$, где $\Gamma_{1/8-7/8}$ - интервал E_u , соответствующий расстоянию между 1/8 и 7/8 высоты ступеньки в кривой выхода, измеренной на толстой мишени, то с точностью около 5%

$$\Delta E_u \pm \delta(\Delta E_u) = \Gamma_p (s + s^{1/3}) \pm \sqrt{\left(1 + \frac{s^{-2/3}}{3}\right) (\delta \Gamma_{1/8-7/8})^2 + \left[(\sqrt{2} + 1) \left(1 + \frac{s^{-2/3}}{3}\right) - \frac{2s^{1/3}}{3}\right]^2 (\delta \Gamma_p)^2} \quad (2)$$

для любых резонансов, $\Gamma_{1/8-7/8}$ и ΔE_u в области $s \geq 10^{-2}$.

2. Авторами был испытан новый, абсолютный и более точный способ определения ΔE_u путем измерения выхода (p, n)-реакции вблизи ее порога. Если около порога реакции приведенное сечение $\sigma_{pn} (E_u - E_{пор})^{-1/2}$ меняется слабо, то выход нейтронов из толстой мишени $Y_n(E_u)$, измеренный детектором, перекрывающим небольшой конус с осью под углом 0° по отношению к пучку и углом раствора 2φ , пропорционален $(E_u - E_{пор})^{3/2}$ до $E_u = E_{пор} [1 + (M_n \varphi / M_m)^2]$ и $(E_u - E_{пор})^{1/2}$ выше этой энергии [4]. Логарифм этой функции, показанный на рис. 1, а жирной линией, имеет бесконечную производную при $E_u = E_{пор}$ и слабо меняется уже при $E_u \geq E_{пор} + 1$ кэВ. Благодаря этому выход продуктов реакции при средней энергии $\bar{E}_u < E_{пор}$, где он связан с отличной от нуля дисперсией σ_E^2 , является по существу зеркальным отражением высокоэнергетического склона распределения ионов по E_u и может быть использован для определения σ_E . Для таких измерений удобно использовать "длинный" счетчик [5], эффективность которого слабо зависит от энергии нейтронов. Изменение (и неравномерность) концентрации участвующих в реакции ядер в десять раз в поверхностном слое мишени около 1 кэВ приводит к изменению измеренного сечения σ_E лишь на несколько процентов, если измерения проводить на уровне $Y_n(E_u) / Y_n(E_{пор} + 1 \text{ кэВ}) \approx 10^{-3}$. Такое же изменение вызывает увеличение φ до примерно 0,15. Этот метод удобен для определения стабильности напряжения перезарядных ускорителей, так как используемый высокоэнергетичный склон распределения $N(E_u)$ слабо деформиру-

ется при торможении в веществе. Как показал опыт, этот метод позволяет одновременно с градуировкой $E_{и}$ ускорителя находить сечение σ_E с точностью около 5% + 10 эВ за вполне приемлемое время измерения до 0,5 ч.

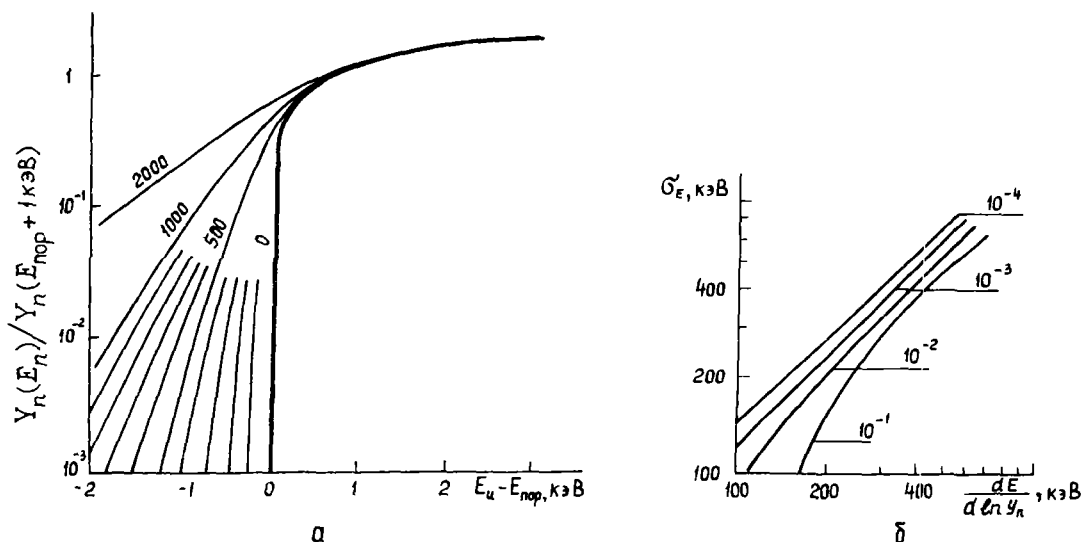


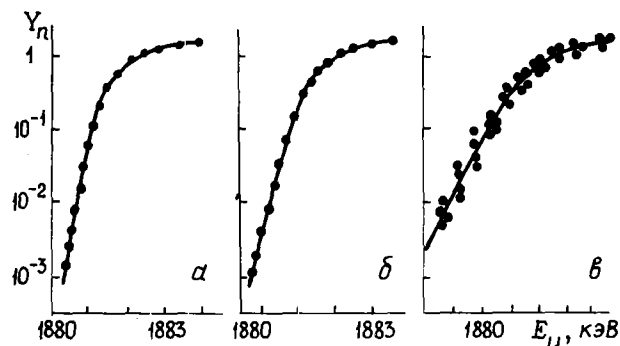
Рис.1. $Y_n(E_{и})/Y_n(E_{пор} + 1 \text{ кэВ})$ для разных σ_E (а) и сечение $\sigma_E = f(d \ln Y_n / d E_{и})$ для нескольких уровней $Y_n(E_{и})/Y_n(E_{пор} + 1 \text{ кэВ})$ (б)

3. Как видно из приведенных на рис.2 измерений сечения σ_E на нескольких электростатических ускорителях ИАЭ им.И.В.Курчатова, эта характеристика для ЭСУ-2,5 равна около 250 эВ, наносекундного импульсного ЭСУ-3 примерно 400 эВ (магнитные анализаторы радиусом $R = 800$ мм из железа армо со стабилизацией поля по протонному резонансу и шириной щели на выходе около 1,5 мм), перезарядного генератора ЭП-8 с электростатическим анализатором - около 1 кэВ, т.е. отношение $\sigma_E/E_{и}$ равно $1,3 \cdot 10^{-4}$; $2 \cdot 10^{-4}$ и $5 \cdot 10^{-4}$ соответственно [использовали порог ${}^7\text{Li}(\rho, n)$ -реакции, $E_{пор} = 1881$ кэВ]. Все эти ускорители оборудованы коронирующими триодами, которые принято считать довольно медленно работающими устройствами, не обеспечивающими высокой стабильности величины $E_{и}$ [17]. Однако анализ причин и наши измерения величины $\Delta E_{и}$ показывают, что можно успешно справиться с нестабильностями, вызванными вибрациями колонны и зарядной ленты ускорителя (частота около 10-100 Гц) и позволяют получать такие же значения $\Delta E_{и}$, как и на три порядка более быстрые электронные пушки. Это свидетельствует о малой роли высокочастотных ($\approx 10^3$ Гц) составляющих величины $\Delta E_{и}$. Вместе с тем системы с триодами, как и любые другие, принципиально бессильны против нестабильностей, связанных со смещением пучка на входе в анализатор и изменениями топографии его поля, определяющими полную величину $\Delta E_{и}$. В реальных системах, где на ионопроводах после анализатора используются фокусирующие элементы, удерживающие пучок на мишени, важно сохранение не столько места, сколько угла входа ионов в анализатор. Для 90°-ного магнитного анализатора (для электростатического вдвое меньше) радиусом R

$$\Delta E_{и}/E_{и} = \frac{\Delta \chi}{R} / \left((1 - R/\Delta \chi) + 2 \left(1 - \frac{1}{\cos \Delta \alpha + \sin \Delta \alpha} \right) \right) \approx \left(\frac{\Delta \chi}{R} \right)^2 + 2 \Delta \alpha,$$

где $\Delta \chi$ и $\Delta \alpha$ - изменения радиальной координаты и угла входа ионов в анализатор. Таким образом, значение $\Delta \alpha \approx 1'$ достаточно для объяснения наблюдаемых разбросов $\Delta E_{и}$. Небольшие смещения и вызванные ими изменения $\Delta \alpha$ возникают уже в источнике при неконтролируемых перемещениях центра эмиссии ионов на несколько микрометров и изменениях короткофокусной плазменной линзы, так как оптика ускорителя увеличивает эти смещения примерно в 100 раз. Поэтому для хорошего разброса $\Delta E_{и}$ необходимы источники с малым эмитансом и большой плотностью плазмы. Опасными с точки зрения энергетического разрешения являются системы фокусировки и корректировки пучка перед анализатором, так как из-за малых расстояний их работа связана с заметными изменениями $\Delta \alpha$.

Рис.2. Измеренные $Y_n(E_n)$ на ЭСУ-2,5 (а), ЭСУ-3 (б), ЭП-8 (в)



На рис.3 показаны измеренные пороговым методом средние энергии ионов $\Delta \bar{E}_n = (\Delta Y_n / dY_n / dE_n)_{n=\text{const}}$ на ускорителе ЭСУ-2,5 за большой период времени. Видно, что после прогрева магнита в течение примерно 20 ч изменение \bar{E}_n при постоянном токе ионов достигает около 100 эВ $\ll \sigma_E$. Изменение тока ионов от 30 до 10 мкА приводит к сдвигу \bar{E}_n примерно на 200 эВ. Существеннее влияние гистерезиса: при подходе к порогу сверху и снизу значения магнитного поля отличаются на $\pm 2,5 \cdot 10^{-4}$, что соответствует $\Delta \bar{E}_n \approx 1$ кэВ. Поэтому необходима стандартизация такой процедуры. Оценку стабильности \bar{E}_n примерно за 6 ч работы перезарядного генератора ЭП-8 можно сделать по разбросу точек на рис.2,в. Она равна приблизительно 200 эВ, т.е. также меньше σ_E . В связи с этим заметим, что используемый иногда способ определения ΔE_n (как ширины распределения усредненных за время порядка нескольких минут чисел событий, измеренных на крутой части зависимости сечения от E_n [6]) также характеризует не полную, а лишь весьма низкочастотную часть ΔE_n ($10^{-2} \gg f \gg 10^{-4}$ Гц). Основная нестабильность, связанная, как правило, со значительно большими частотами (примерно 10-100 Гц), весьма эффективно усредняется, и полученный таким образом результат во много раз меньше истинного.

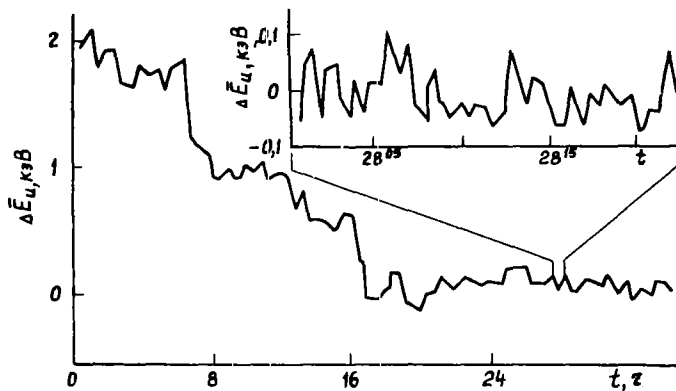


Рис.3. Временные зависимости \bar{E}_n

Список литературы

1. Бровченко В.Г., Воротников П.Е., Молчанов Ю.Д. Электронные устройства на электростатических ускорителях. М., Атомиздат, 1968.
2. Ландау Л.Д. J. Phys., 1944, № 8, p.201.
3. Кантрополь Ю.В., Капусцик А., Мадея М., Осетинский Г.М. Определение моноэнергетичности пучка протонов, ускоренных на электростатических ускорителях. - Препринт ОИЯИ Р15-11362, Дубна, 1978.
4. Воротников П.Е. Приборы и техн.эксперимента, 1975, вып.2, с.43.
5. Аллен В. В кн.: Физика быстрых нейтронов. Т.1. М., Госатомиздат, 1963.
6. Overlau J.C., Parker R.D. e.a. Nucl. Instrum. and Methods, 1969, v.68, p.61.

УДК 539.173.4

ОЦЕНКА НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ ^{239}Pu И ^{240}Pu В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 0,1-5,0 МэВ

Г.В. Анципов, В.А. Зеневич, А.Б. Клепацкий, В.А. Коньшин,
Е.Ш. Суховицкий

EVALUATION OF NEUTRON CROSS-SECTIONS FOR ^{239}Pu AND ^{240}Pu IN THE ENERGY REGION FROM 0,1 to 5.0 MeV. The results of the evaluation of neutron cross-sections for ^{239}Pu and ^{240}Pu in the energy region from 0.1 to 5.0 MeV as well as the algorithm of the carried out calculations are given.

Необходимость обновления полных файлов оцененных нейтронных данных ^{239}Pu и ^{240}Pu , обусловленная как новыми экспериментальными данными, так и возможностью использования более современных представлений о механизме ядерных реакций, потребовала проведения расчетов нейтронных сечений этих ядер в области энергий 0,1-5,0 МэВ наряду с оценкой имеющейся экспериментальной информации о сечениях.

В рассматриваемой энергетической области экспериментально хорошо изучены лишь полные сечения σ_t и сечения деления σ_f обоих ядер. Оценка сечения деления ^{239}Pu проведена в работе [1]. Более поздние экспериментальные работы имеют предварительный характер и не использовались для уточнения оцененных данных. Оценка полного сечения ^{239}Pu основывалась на данных работ [2-4], учитывались также более ранние сведения, приводимые в работе [5]. В основу оценки сечения деления ^{240}Pu легли, кроме наших [6], данные работ [7,8]. В качестве оцененных значений полного сечения ^{240}Pu приняты расчетные величины, полученные по методу связанных каналов и хорошо согласующиеся с экспериментальными результатами работ [9,10].

Оценка других нейтронных сечений основывалась на расчетах по теоретическим моделям. До границы дискретного и непрерывного спектров уровней ядра-мишени использовалась модификация формализма Хаузера-Фешбаха, учитывающая эффекты флуктуации нейтронных и делительных ширин и корреляции входного и выходного упругого каналов. В более высокой области энергий расчеты проводились с использованием формализма работы [11]. Схемы уровней ^{239}Pu и ^{240}Pu взяты из работы [12] и приведены в табл.1,2.

Схема уровней ^{239}Pu

Таблица 1

Номер	J^π	E, МэВ	Номер	J^π	E, МэВ	Номер	J^π	E, МэВ
0	1/2 ⁺	0,000	8	7/2 ⁺	0,330	15	11/2 ⁻	0,488
1	3/2 ⁺	0,008	9	15/2 ⁺	0,360	16	3/2 ⁻	0,492
2	5/2 ⁺	0,057	10	9/2 ⁺	0,387	17	5/2 ⁻	0,506
3	7/2 ⁺	0,076	11	7/2 ⁻	0,392	18	7/2 ⁺	0,512
4	9/2 ⁺	0,164	12	9/2 ⁻	0,435	19	7/2 ⁻	0,555
5	11/2 ⁺	0,194	13	11/2 ⁺	0,462	20	9/2 ⁺	0,565
6	5/2 ⁺	0,285	14	1/2 ⁻	0,470	21	9/2 ⁻	0,583
7	13/2 ⁺	0,317						

Коэффициенты нейтронных проникаемостей для входных каналов рассчитывали с помощью обобщенной оптической модели (метода связанных каналов) с параметрами несферического потенциала, позволяющими описать в пределах экспериментальных ошибок данные по силовым функциям S_0 и S_1 , сечениям σ_p , $\sigma_t(E)$ и угловым распределениям упруго и неупруго рассеянных нейтронов [13]. Для вычисления выходных нейтронных проникаемостей использовали сферический оптический потенциал с те-

Таблица 1

Схема уровней ^{240}Pu

Номер	J^π	E, МэВ	Номер	J^π	E, МэВ	Номер	J^π	E, МэВ
0	0^+	0,000	9	2^+	0,938	17	5^-	1,116
1	2^+	0,043	10	2^-	0,959	18	2^+	1,138
2	4^+	0,142	11	4^+	0,993	19	6^-	1,161
3	6^+	0,294	12	3^-	1,002	20	3^+	1,178
4	1^-	0,597	13	3^+	1,031	21	2^-	1,180
5	3^-	0,649	14	4^-	1,038	22	2^+	1,223
6	5^-	0,742	15	4^+	1,076	23	4^+	1,232
7	0^+	0,861	16	0^+	1,090			
8	2^+	0,900						

ми же значениями параметров, так как даже для основной ротационной полосы сохранение связи каналов при взаимодействиях нейтрона с возбужденным ядром не очевидно.

Делительные проицаемости задавались введением непрерывной плотности переходных состояний деления из модели постоянной температуры [14] с учетом спиновой зависимости согласно выражению

$$T_f^{J^\pi}(E) = (2J+1) \exp\left[-\frac{(J+1/2)^2}{2\sigma^2}\right] T_f(E).$$

Параметры плотности переходных состояний определяли из условия наилучшего согласия рассчитываемого сечения деления с сечением, оцененным из эксперимента. При расчете сечений ^{239}Pu наряду с непрерывным использовали дискретный спектр переходных состояний с параметрами барьеров деления из работы [15].

Проицаемости радиационного захвата рассчитывали в предположении, что основным механизмом радиационного захвата является разрядка составного ядра в результате испускания γ -квантов. Энергетическая зависимость вероятности испускания γ -квантов выбрана в виде лоренцевской кривой с параметрами гигантского резонанса работы [16]. В расчетах принимали во внимание только электрические дипольные переходы, учитывали конкуренцию реакций $(n, \gamma n')$ и $(n, \gamma f)$ радиационному захвату нейтронов. Ширины радиационного захвата нормировали к экспериментальным величинам [17, 18]. При энергиях, больших 3,0 МэВ, оцененное значение складывалось из компаундной части и феноменологически учитываемой добавки прямого и полупрямого захватов [19].

Крайне важной величиной при расчетах по статистической модели является плотность уровней. Как показали теоретические исследования и анализ экспериментальных результатов, традиционная модель ферми-газа, не учитывающая парных корреляций сверхпроводящего типа и когерентных эффектов коллективной природы, не позволяет адекватно воспроизвести плотность уровней в широкой энергетической области. Проведенные авторами расчеты сечений радиационного захвата и сечений возбуждения дискретных уровней актинидов с использованием различных моделей плотности уровней позволили сделать вывод, что наилучшее описание экспериментальных данных достигается при использовании плотности уровней из модели ферми-газа с учетом коллективных эффектов [20]. Поэтому необходимые для расчетов настоящей работы значения плотности уровней были получены на основе этой модели. Величина параметра σ была выбрана из согласия расчета с экспериментальными данными по $\langle D \rangle_{\text{набл}}$ [17, 18, 21] (табл. 3).

В табл. 4, 5 приведены оцененные значения нейтронных сечений ^{239}Pu и ^{240}Pu , в табл. 6, 7 - сечения возбуждения дискретных уровней этих ядер. Оцененные сечения, приведенные в настоящей работе, вошли в состав полных файлов оцененных нейтронных данных для ^{239}Pu и ^{240}Pu , переданных в Центр по ядерным данным (г. Обнинск).

Таблица 3

Значения $\langle D \rangle_{\text{набл}}$ и $\langle \Gamma_\gamma \rangle_{\text{набл}}$, использованные в расчетах

Составное ядро	$\langle D \rangle_{\text{набл}}$, эВ	$\langle \Gamma_\gamma \rangle_{\text{набл}}$, эВ
^{239}Pu	9,5 [21]	-
^{240}Pu	2,38 [17]	43,3 [17]
^{241}Pu	13,5 [18]	30,7 [18]

Таблица 4

Оцененные нейтронные сечения ^{239}Pu

кВ

E, МэВ	σ_t, σ	σ_n, σ	σ_f, σ	$\sigma_{n'}, \sigma$	σ_f, σ
0,1	12,200	10,012	0,253	0,427	1,508
0,2	11,090	8,683	0,207	0,697	1,503
0,3	10,016	7,469	0,183	0,834	1,510
0,4	9,084	6,384	0,168	0,978	1,554
0,5	8,384	5,585	0,147	1,064	1,588
0,6	7,893	4,938	0,120	1,235	1,600
0,7	7,558	4,427	0,098	1,412	1,621
0,8	7,301	4,049	0,087	1,505	1,660
0,9	7,088	3,762	0,075	1,545	1,706
1,0	6,900	3,520	0,065	1,586	1,729
1,2	6,788	3,269	0,048	1,639	1,832
1,4	6,798	3,171	0,035	1,676	1,916
1,6	6,919	3,249	0,026	1,697	1,947
1,8	7,064	3,311	0,019	1,772	1,962
2,0	7,209	3,439	0,014	1,792	1,964
2,2	7,353	3,599	0,010	1,798	1,946
2,4	7,494	3,773	0,007	1,793	1,921
2,6	7,632	3,942	0,005	1,790	1,895
2,8	7,743	4,078	0,004	1,786	1,873
3,0	7,828	4,186	0,003	1,785	1,854
3,2	7,874	4,266	0,003	1,765	1,840
3,6	7,898	4,357	0,002	1,725	1,814
4,0	7,877	4,368	0,002	1,703	1,784
4,5	7,800	4,344	0,002	1,702	1,752
5,0	7,614	4,192	0,002	1,700	1,720

Таблица 5

Оцененные нейтронные сечения ^{240}Pu

E, МэВ	σ_t, σ	σ_n, σ	σ_f, σ	$\sigma_{n'}, \sigma$	σ_f, σ
0,15	11,712	10,470	0,248	0,920	0,074
0,2	10,547	9,198	0,216	1,049	0,084
0,3	9,816	8,174	0,213	1,309	0,120
0,4	9,064	7,313	0,207	1,363	0,201
0,5	8,584	6,600	0,207	1,386	0,391
0,6	8,107	5,889	0,194	1,364	0,660
0,7	7,753	5,153	0,152	1,558	0,890
0,8	7,469	4,607	0,131	1,631	1,100
0,9	7,265	4,180	0,120	1,605	1,360
1,0	7,126	3,830	0,107	1,692	1,497
1,2	7,019	3,421	0,088	1,954	1,556
1,4	7,062	3,204	0,076	2,214	1,568
1,6	7,158	3,207	0,064	2,271	1,616
1,8	7,267	3,314	0,050	2,237	1,666
2,0	7,368	3,467	0,037	2,174	1,690
2,2	7,459	3,629	0,026	2,116	1,688
2,4	7,537	3,801	0,025	2,031	1,680
2,6	7,604	3,950	0,024	1,959	1,671
2,8	7,661	4,085	0,022	1,893	1,661
3,0	7,706	4,227	0,020	1,807	1,652
3,2	7,739	4,306	0,019	1,772	1,642
3,6	7,812	4,428	0,016	1,746	1,620
4,0	7,812	4,480	0,015	1,723	1,594
4,5	7,745	4,460	0,013	1,714	1,558
5,0	7,609	4,349	0,012	1,732	1,516

Таблица 6

Сечения возбуждения дискретных уровней ^{239}Pu

E, МэВ	0,008	0,057	0,076	0,164	0,194	0,285	0,317	0,330	0,360	0,387	0,392	0,435	0,462	0,470	0,488	0,492	0,506	0,512	0,555	0,565	0,583	
0,1	0,351	0,066	0,010																			
0,2	0,431	0,205	0,061																			
0,3	0,460	0,276	0,086	0,003	0,001	0,008																
0,4	0,450	0,312	0,101	0,009	0,002	0,084		0,019														
0,5	0,410	0,308	0,105	0,018	0,003	0,125		0,040		0,002	0,024	0,004		0,019		0,005						
0,6	0,360	0,304	0,106	0,027	0,005	0,135		0,049		0,006	0,039	0,010	0,001	0,065		0,067	0,040	0,014	0,005	0,001	0,001	
0,7	0,353	0,318	0,111	0,037	0,007	0,138		0,054		0,010	0,044	0,012	0,002	0,060	0,001	0,096	0,063	0,028	0,019	0,003	0,004	
0,8	0,309	0,308	0,116	0,049	0,009	0,128	0,001	0,055		0,014	0,044	0,013	0,003	0,078	0,001	0,101	0,069	0,034	0,027	0,007	0,007	
0,9	0,270	0,296	0,117	0,057	0,010	0,108	0,001	0,051		0,016	0,042	0,013	0,004	0,068	0,002	0,090	0,066	0,036	0,029	0,010	0,009	
1,0	0,241	0,289	0,116	0,063	0,012	0,089	0,002	0,048		0,019	0,038	0,014	0,005	0,055	0,003	0,075	0,057	0,035	0,028	0,012	0,010	
1,2	0,200	0,283	0,112	0,068	0,012	0,061	0,003	0,039	0,001	0,019	0,029	0,013	0,007	0,033	0,004	0,047	0,039	0,029	0,022	0,013	0,009	
1,4	0,179	0,284	0,103	0,067	0,011	0,039	0,003	0,030	0,001	0,017	0,021	0,011	0,007	0,019	0,004	0,028	0,026	0,024	0,017	0,013	0,008	
1,6	0,172	0,292	0,098	0,063	0,008	0,026	0,003	0,021	0,001	0,013	0,015	0,008	0,006	0,011	0,004	0,017	0,017	0,018	0,012	0,011	0,007	
1,8	0,167	0,299	0,092	0,058	0,006	0,016	0,002	0,013	0,001	0,009	0,009	0,006	0,005	0,007	0,003	0,010	0,011	0,011	0,008	0,008	0,006	
2,0	0,167	0,300	0,089	0,052	0,004	0,010	0,002	0,009	0,001	0,006	0,006	0,004	0,003	0,004	0,002	0,006	0,007	0,008	0,005	0,005	0,004	
2,2	0,164	0,296	0,087	0,048	0,002	0,007	0,001	0,006		0,004	0,004	0,003	0,002	0,002	0,001	0,004	0,004	0,005	0,003	0,003	0,003	
2,4	0,163	0,295	0,085	0,044	0,001	0,004	0,001	0,003		0,002	0,002	0,002	0,001	0,001	0,001	0,002	0,002	0,003	0,002	0,002	0,002	
2,6	0,162	0,292	0,084	0,041	0,001	0,002		0,002		0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,002	0,001	0,001	0,001	
2,8	0,161	0,289	0,082	0,041	0,001	0,002		0,001		0,001	0,001	0,001	0,001			0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	0,001	
3,0	0,159	0,286	0,081	0,038		0,001		0,001										0,001				
3,2	0,156	0,282	0,079	0,037																		
3,6	0,150	0,274	0,077	0,035																		
4,0	0,144	0,267	0,074	0,031																		
4,5	0,138	0,259	0,070	0,028																		
5,0	0,132	0,251	0,065	0,025																		

Сечения возбуждения дискретных уровней ^{240}Pu

E, МэВ	0,043	0,142	0,294	0,597	0,649	0,742	0,861	0,900	0,936	0,959	0,993
0,15	0,920										
0,2	1,047	0,002									
0,3	1,279	0,030									
0,4	1,291	0,072									
0,5	1,257	0,129									
0,6	1,169	0,189	0,001	0,005							
0,7	1,032	0,238	0,004	0,230	0,054						
0,8	0,934	0,277	0,006	0,284	0,127	0,001					
0,9	0,848	0,303	0,013	0,271	0,146	0,004	0,020				
1,0	0,748	0,306	0,018	0,235	0,141	0,007	0,065	0,096	0,052	0,024	
1,2	0,619	0,288	0,025	0,161	0,110	0,012	0,072	0,156	0,142	0,095	0,046
1,4	0,548	0,266	0,028	0,114	0,089	0,017	0,054	0,132	0,127	0,087	0,058
1,6	0,484	0,232	0,024	0,070	0,064	0,017	0,036	0,094	0,091	0,059	0,050
1,8	0,431	0,199	0,017	0,040	0,041	0,014	0,022	0,061	0,059	0,037	0,037
2,0	0,393	0,173	0,011	0,023	0,025	0,010	0,013	0,037	0,036	0,022	0,025
2,2	0,369	0,158	0,007	0,013	0,015	0,006	0,007	0,022	0,021	0,013	0,015
2,4	0,351	0,149	0,004	0,007	0,009	0,004	0,004	0,012	0,012	0,008	0,009
2,6	0,338	0,143	0,002	0,004	0,005	0,002	0,002	0,007	0,007	0,005	0,005
2,8	0,328	0,139	0,001	0,002	0,003	0,001	0,001	0,004	0,004	0,003	0,003
3,0	0,317	0,136	0,001	0,001	0,002	0,001	0,001	0,002	0,002	0,002	0,002
3,2	0,308	0,134		0,001	0,001	0,001		0,001	0,001	0,001	0,001
3,6	0,296	0,132									
4,0	0,282	0,127									
4,5	0,268	0,121									
5,0	0,256	0,115									

Список литературы

1. Кобылкин В.А., Суховицкий Е.Ш., Жарков В.Ф. Определение ошибок оцененных данных с учетом корреляций и проведение оценки $\sigma_f(^{235}\text{U})$, $\alpha(^{235}\text{U})$, $\alpha(^{239}\text{Pu})$ и $\sigma_f(^{239}\text{Pu})$ для БЖД-3. Минск, 1978.
2. Foster D.G., Glasgow D.W. Neutron total cross-sections, 2,5-15 MeV. I. Experimental.- Phys. Rev. C., 1971, v. 3, p. 576-603.
3. Cabe J. e.a. Mesure des sections efficaces totales neutroniques du carbone, du nickel, de l'uranium-235, de l'uranium-238 et du plutonium-239 entre 0,1 et 6 MeV. - Proceedings of the IAEA Conference on Nuclear Data for Reactors. Helsinki, 1970, v. 2, p. 31-37.
4. Schwartz R.B. e.a. Total neutron cross-sections of uranium-235, uranium-238 and plutonium-239 from 0,5 to 15 MeV.- Nucl. Sci. and Engng, 1974, v. 54, p.322-326.

Таблица 7

I,002	I,031	I,038	I,076	I,090	I,116	I,138	I,161	I,176	I,180	I,223	I,232
0,053	0,071	0,022	0,026	0,026	0,001	0,029		0,004	0,005		
0,057	0,089	0,029	0,049	0,040	0,006	0,090	0,002	0,061	0,053	0,064	0,027
0,044	0,071	0,025	0,045	0,030	0,006	0,077	0,003	0,060	0,047	0,069	0,035
0,030	0,050	0,019	0,034	0,019	0,008	0,051	0,003	0,043	0,031	0,046	0,028
0,019	0,032	0,013	0,023	0,011	0,006	0,032	0,003	0,028	0,019	0,030	0,019
0,012	0,020	0,009	0,014	0,006	0,005	0,019	0,002	0,018	0,011	0,018	0,013
0,007	0,011	0,005	0,009	0,004	0,003	0,011	0,002	0,011	0,007	0,011	0,008
0,006	0,007	0,003	0,005	0,002	0,002	0,006	0,001	0,006	0,004	0,006	0,005
0,003	0,004	0,002	0,003	0,001	0,001	0,004	0,001	0,004	0,002	0,004	0,003
0,002	0,002	0,001	0,002	0,001	0,001	0,002		0,002	0,001	0,002	0,002
0,001	0,001	0,001	0,001		0,001	0,001		0,001	0,001	0,001	0,001

5. Конышин В.А., Анципов Г.В., Баханович Л.А. и др. Оценка ядерных данных для ^{239}Pu в области энергий нейтронов 10^{-3} эВ - 15 МэВ. - В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. М., Атомиздат, 1974, т.16, с.329-358.
6. Анципов Г.В., Бендерский А.Р., Конышин В.А. и др. Оценка ядерных констант ^{240}Pu для создания полного файла. - В кн.: Нейтронная физика (Материалы 3-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 9-13 июня 1975 г.). Ч.2, М., ЦНИИатоминформ, 1976, с.34-37.
7. Курсов Б.И. и др. Измерение сечений деления быстрыми нейтронами ^{233}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{240}Pu , ^{241}Pu , ^{242}Pu относительно сечения деления ^{235}U . - В кн.: Нейтронная физика (Материалы 4-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев, 18-22 апреля 1977 г.). Ч.3. М., ЦНИИатоминформ, 1977, с.144-154.
8. Behrens J.W. et al. Measurements of the neutron-induced fission cross-sections of ^{240}Pu , ^{242}Pu and ^{244}Pu relative to ^{235}U from 0,1 to 30 MeV. - Nucl.Sci. and Engng, 1978, v.66, p.433-441.

9. Smith A.B. e.a. Fast neutron total and scattering cross-sections of plutonium-240. - Ibid., 1972, v. 47, p. 19-28.
10. Poenitz W. e.a. BNL-NCS-26133, April 1979, p. 1.
11. Tepel J.W., Hofmann H.M., Weidenmuller H.A. Hauser-Feshbach formulas for medium and strong absorption. - Phys. Letters, 1974, v.49B, p.1-4.
12. Nuclear Data Sheets, 1968.
13. Antsipov G.V. e.a. The influence of different level density representations on actinide neutron cross-sections calculations (Доклад на Международном симпозиуме по нейтронной физике. Дрезден, 1979 г.).
14. Lynn J.E. Systematics for neutron reactions of the actinide nuclei. - AERE-R7468, Harwell, 1974.
15. Анципов Г.В., Зеневич В.А., Клепацкий А.Б. и др. Тестировка параметров статистической модели ядерных реакций на основе расчетов сечений взаимодействия нейтронов с ядром ^{239}Pu . - Изв. АН БССР. Сер. физико-энергетических наук, 1979, вып.4, с.13-19.
16. Жучко В.Е., Остапенко Ю.Б., Смиренин Г.Н. и др. Исследование вероятности околопорогового деления изотопов Th, U, Np, Pu, Am тормозными γ -квантами. - Ядерная физика, 1978, т.28, вып. 5(11), с.1170-1184.
17. Коньшин В.А., Мороговский Г.Б., Суховицкий Е.Ш. Оценка сечений ядерных реакций для ^{239}Pu в резонанской области энергий при выработке полного файла констант. - Изв. АН БССР. Сер. физико-энергетических наук, 1974, вып.2, с.21-28.
18. Суховицкий Е.Ш. и др. Оценка нейтронных сечений ^{240}Pu в области неразрешенных резонансов. - См. [6], с.21-27.
19. Lane A.M., Lynn J.E. Analysis of experimental data on nuclear capture reactions. - Nucl.Phys., 1959, v.11, p.646-669.
20. Блохин А.И., Игнатюк А.В., Платонов В.П. и др. Влияние коллективных эффектов в плотности уровней на энергетическую зависимость сечений радиационного захвата быстрых нейтронов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1976, вып.21, с.3-14.
21. Mughabghab S.F., Garber D.I. Neutron cross-sections. - BNL-325, 3rd.ed., 1973, v.1.

Статья поступила в редакцию 10 ноября 1980 г.

УДК 621.173.4

ЯДЕРНЫЕ ДАННЫЕ ДЛЯ ^{239}Pu В ОБЛАСТИ НЕРАЗРЕШЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ

Г.В. Анципов, В.А. Коньшин, В.М. Маслов

NUCLEAR DATA FOR ^{239}Pu IN UNRESOLVED RESONANCE REGION. Evaluated average cross-sections and resonance parameters in the region from 0.3 up to 100 keV are obtained. The evaluation is based on measured data and on results of cross-section parametrization in resolved resonance region. Structure in $\langle \sigma_t \rangle$, $\langle \sigma_f \rangle$ cross-sections and α -value is accounted for by strength function S_0 and fission width $\langle \Gamma_f \rangle_1$ variation. The evaluated data are presented in table.

Область неразрешенных резонансов для тяжелых делящихся ядер простирается от нескольких сотен электрон-вольт до сотен килоэлектрон-вольт. Знать средние резонансные параметры этой области нужно для корректного учета резонансной самоэкранировки и эффекта Доплера, так как именно на эту область приходится значительная часть спектра нейтронов больших энергетических реакторов.

В данной работе представлены результаты оценки средних параметров и сечений ^{239}Pu , выполненной в связи с переоценкой полного файла констант [1]. На примере ^{239}Pu иллюстрируется метод расчета средних сечений делящихся ядер в области неразрешенных резонансов. Существенными в данном подходе являются два обстоятельства: во-первых, необходимость тщательного подхода к определению ширины процессов, для чего можно использовать различные методы их получения с тестировкой по имеющимся экспериментальным данным, в первую очередь по сечениям $\langle \sigma_t \rangle$ и $\langle \sigma_f \rangle$; во-вторых, данный

метод расчета средних сечений может быть использован только в области неразрешенных резонансов, т.е. для нечетных ядер-мишеней (^{235}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu) в области до 100 кэВ и четных ядер-мишеней (^{240}Pu , ^{242}Pu) в области до 150-200 кэВ. В верхней области ограничения связаны прежде всего с незнанием силовой функции S_2 и корректностью учета возбуждения уровней ядра-мишени.

Для расчета средних сечений был использован формализм Хаузера-Фешбаха, модифицированный Лейном и Линном. Предположение о том, что в данной области энергий реакции протекают через стадию образования компаунд-ядра, является вполне обоснованным. Вклад прямого возбуждения уровней при 100 кэВ составляет 4%. Расчет фазовых сдвигов φ_p проводили в обычно используемом приближении модели "черного" ядра, что также является адекватным в рассматриваемой области энергий. Для определения средних расстояний $\langle D(U) \rangle_j$ между резонансами использовали модель, учитывающую парные корреляции сверхпроводящего типа и коллективные степени свободы.

В рассматриваемой области энергий необходимо учитывать наличие реакции неупругого рассеяния нейтронов [эффект реакции (n, n') составляет около 10% сечения деления ^{239}Pu при 100 кэВ], энергетическую зависимость среднего расстояния $\langle D(U) \rangle_j$ (пренебрежение ею приводит к уменьшению $\langle \sigma_f \rangle$ примерно на 15% при 100 кэВ), энергетическую зависимость средней радиационной ширины $\langle \Gamma_f \rangle_j$ (эффект составляет около 4% при 100 кэВ и около 8% при 200 кэВ), наличие реакции $(n, \eta f)$ для ядер с отрицательным порогом деления [для ^{239}Pu при 1 кэВ вклад процесса $(n, \eta f)$ составляет примерно 15% в сечение $\langle \sigma_f \rangle$ и примерно 20% в сечение $\langle \sigma_p \rangle$, при 100 кэВ вклад составляет около 5% в сечение $\langle \sigma_f \rangle$ и около 25% в сечение $\langle \sigma_p \rangle$].

При расчете средних сечений ^{239}Pu в области энергий до 100 кэВ можно ограничиться учетом вклада s- и p-волн не только в полное сечение, но и в парциальные сечения (вклад d-волны при 100 кэВ составляет около 0,6% $\langle \sigma_t \rangle$). Факторы флуктуации ширин должны быть рассчитаны с учетом вклада каналов в суммарные парциальные ширины состояний [2]. Структура в сечениях $\langle \sigma_t \rangle$, $\langle \sigma_f \rangle$ и величине $\langle \alpha \rangle$ была учтена вариацией силовой функции S_0 и делительной ширины $\langle \Gamma_f \rangle_{1+}$ канала 1^+ .

Экспериментальные данные о средних сечениях и величине $\langle \alpha \rangle$

Для ^{239}Pu в области неразрешенных резонансов авторы располагали экспериментальными данными по полному сечению $\langle \sigma_t \rangle$, сечению деления $\langle \sigma_f \rangle$ и величине $\langle \alpha \rangle$. Были использованы данные работы [3] по сечению $\langle \sigma_f \rangle$ и величине $\langle \alpha \rangle$, оцененным по экспериментальным данным с учетом корреляций их парциальных ошибок. Значения величин $\langle \sigma_f \rangle$ и $\langle \alpha \rangle$ в более узких энергетических интервалах, чем интервалы в работе [3], были получены на основе данных работы [4] с последующей нормировкой.

Анализ данных о полном сечении показывает, что рассматриваемую область перекрывают только данные работы [5], причем разброс результатов других измерений относительно этих данных достигает около 10-20%. Поэтому были использованы данные работы [5]; при этом ее ошибка увеличена за счет неучтенных систематических погрешностей с 2%, приписываемых автору, до 5%.

Силовые функции. Сечение потенциального рассеяния

Силовые функции S_0 и S_1 , сечение потенциального рассеяния σ_p в области низких энергий и радиус канала рассеяния a_0 , необходимые для описания гладкого хода сечений, были получены методом наименьших квадратов на основе экспериментальных данных о полном сечении:

$S_0 = (1,03 \pm 0,05) \cdot 10^{-4}$, $S_1 = (2,3 \pm 0,3) \cdot 10^{-4}$, $\sigma_p = (10,35 \pm 0,45) \text{ б}$, $a_0 = 0,84337 \cdot 10^{-12} \text{ см}$. Указанные неопределенности соответствуют изменению значений полного сечения на $\pm 5\%$. Сечение рассеяния согласуется с данными работ [5,6] [(10,3 \pm 0,15) б и (10,5 \pm 0,3) б соответственно] и позволяет достичь согласия сечения рассеяния в тепловой точке (7,4 б) с его оценкой в работе [7] [(7,2 \pm 1,4) б] при параметризации сечений в тепловой области. Силовая функция S_0 , полученная из данных о полном сечении, значительно ниже рассчитанной по резонансным параметрам в области до 500 эВ [8]: $\sum_i \Gamma_{ni}^0 / \Delta E = (1,19 \pm 0,17) \cdot 10^{-4}$. Аппроксимация нарастающей суммы приведенных нейтронных ширин прямой линией дает значение $S_0 = 1,28 \cdot 10^{-4}$. Близкие величины S_0 приводят авторы работ [9,10]. Из описания сечений деления и захвата в области энергий до 100 кэВ получено существенно меньшее значение $S_0 = 1,0 \cdot 10^{-4}$ [11]. Отличие определенных из резонансных пара-

метров величин S_0 от полученных из описания средних сечений становится понятным, если учесть энергетическую зависимость S_0 . Расчеты по методу связанных каналов [12] показывают, что S_0 ^{239}Pu существенно уменьшается с ростом энергии от $1,18 \cdot 10^{-4}$ при 0,5 кэВ до $0,97 \cdot 10^{-4}$ при 100 кэВ. Полученное из данных о полном сечении значение S_1 согласуется с данными работ [5, 10, 13] $[(2,5 \pm 0,5) \cdot 10^{-4}, (2,3 \pm 0,4) \cdot 10^{-4} \text{ и } (1,99 \pm 0,48) \cdot 10^{-4} \text{ соответственно}]$. Однако для того, чтобы при использованной методике описания структуры в средних сечениях в области 50-100 кэВ силовая функция S_0 оставалась вблизи среднего значения, потребовалось уменьшить S_1 до $2,0 \cdot 10^{-4}$.

Средние ширины

Средние нейтронные и неупругие ширины определялись обычным образом:

$$\langle \Gamma_n \rangle_z = S_\rho \langle D \rangle_z P_\rho E^{1/2} v_z; \quad \langle \Gamma_{n'} \rangle_z = \langle D \rangle_z \sum_{\rho \rho'} S_{\rho \rho'} (E - E_\rho)^{1/2} P_{\rho \rho'} (E - E_\rho) v_{J \rho \rho'}$$

Здесь v_z и $v_{J \rho \rho'}$ - числа выходных каналов; $P_0 = 1$; $P_1 = (ka_0)^2 / [1 + (ka_0)^2]$, где $k = 2,196771 \cdot 10^{-3} \sqrt{E} A / (A+1)$; $A = 236,9986$.

Радиационные ширины $\langle \Gamma_f \rangle_z$ были рассчитаны по сечению фотоядерной реакции $\sigma_f(\epsilon_f)$ в дипольном приближении:

$$\langle \Gamma_f \rangle_z = \frac{C_f}{3} \frac{10^6}{(\pi \hbar c)^2} \int_0^U \epsilon_f^2 \sigma_f(\epsilon_f) \sum_{I=|J-1|}^{J+1} \frac{\rho(U-\epsilon_f, I)}{\rho(U, J)} d\epsilon_f. \quad (1)$$

Для аксиально деформированного ядра сечение фотоядерной реакции описывается суперпозицией двух кривых Лоренца:

$$\sigma_f(\epsilon_f) = \sum_{i=1}^2 \sigma_i \frac{\Gamma_i \epsilon_f}{(\epsilon_f^2 - E_i^2)^2 + (\Gamma_i \epsilon_f)^2}$$

Параметры E_i , Γ_i , σ_i получены в работе [14] из описания экспериментальных данных по сечению фотопоглощения тяжелыми ядрами в области низких энергий ($\epsilon_f \leq 6$ МэВ): $\sigma_1 = 250$ мб, $\sigma_2 = 300$ мб, $E_1 = 10,5$ МэВ, $E_2 = 14$ МэВ, $\Gamma_1 = 2,5$ МэВ, $\Gamma_2 = 4,5$ МэВ. Необходимость учета конкуренции деления в процессе γ -разрядки для ядер с отрицательным порогом деления хорошо известна. Ширины радиационного захвата $\langle \Gamma_f^c \rangle_z$ следует рассчитывать следующим образом:

$$\langle \Gamma_f^c \rangle_z = \frac{C_f 10^6}{(3\pi \hbar c)^2} \int_0^U \epsilon_f^2 \sigma_f(\epsilon_f) \sum_{I=|J-1|}^{J+1} \frac{\rho(U-\epsilon_f, I) \langle \Gamma_f(U-\epsilon_f) \rangle_I}{\rho(U, J) (\langle \Gamma_f(U-\epsilon_f) \rangle_I + \langle \Gamma_f(U-\epsilon_f) \rangle_I)} d\epsilon_f. \quad (2)$$

Константа C_f в выражениях (1) и (2), определяемая нормировкой ширины $\langle \Gamma_f^c \rangle_z$ к величине $\langle \Gamma_f \rangle_{\text{набл}} = 0,043$ эВ / В при энергии возбуждения U , равной энергии связи 6,534 МэВ, оказалась равной 1,446.

Делительные ширины $\langle \Gamma_f \rangle_z$ рассчитывались по формуле модели одногорбого барьера Хилла-Уилера:

$$\langle \Gamma_f \rangle_z = \frac{\langle D \rangle_z}{2\pi} \sum_{s=1}^{\nu} \left\{ 1 + \exp \left[- \frac{2\pi}{\hbar \omega_{zs}} (E - E_{fzs}) \right] \right\}^{-1};$$

$$E_{fzs} = E_f + \epsilon_{fzs},$$

где величина ϵ_{fzs} определяет спектр переходных состояний делящегося ядра над барьером $E_f = -1,6$ МэВ. Значения спектра ϵ_{fzs} , определенные из описания экспериментальных данных по $\langle \sigma_f \rangle$ и с учетом схемы, предложенной Дянном [15], приведены в табл.1.

Кривизна барьеров $\hbar\omega_{zs}$ была принята одинаковой для разных переходных состояний и равной 0,5 МэВ. Модель, использованная для расчета плотности уровней, описана в работе [16]. Оболочечная поправка для ядра ^{240}Pu достаточно мала, поэтому можно пренебречь энергетической зависимостью параметра плотности уровней a , определенного из плотности нейтронных резонансов $1/\langle D \rangle_{\text{набл}} [\langle D \rangle_{\text{набл}} = (2,38 \pm 0,08) \text{ эВ} / 17]$, $\alpha = 21,007 \text{ МэВ}^{-1}$]. Параметр квадрупольной деформации ϵ принят равным 0,24.

Таблица 1

Значения ϵ_{fzs} переходных состояний ^{240}Pu

z		ϵ_{fzs} , МэВ
π	J	
+	0,2	0,1
+	0,2	1,7
+	1,2,3	1,9
+	2,3	0,9
-	1	0,8
-	1,2	1,2
-	1,2	2,0
-	2	1,4

Делительные ширины $\langle \Gamma_f \rangle_{0^+}$ и $\langle \Gamma_f \rangle_{1^+}$ при значениях ϵ_{fzs} , взятых из табл.1, равны 1,81 эВ и 11,4 мэВ соответственно. Значение $\langle \Gamma_f \rangle_{1^+}$ существенно ниже величины 35,6 мэВ (полученной усреднением ширины разрешенных резонансов [8]), которая не позволяет достичь гладкого описания сечения $\langle \sigma_f \rangle$ и величины $\langle \alpha \rangle$.

Ширины процесса (n, γ_f) были определены как

$$\langle \Gamma_{\gamma_f} \rangle_z = \langle \Gamma_f \rangle_z - \langle \Gamma_f^c \rangle_z.$$

Для энергии возбуждения, близкой к энергии связи нейтрона, получены значения $\langle \Gamma_{\gamma_f} \rangle_{0^+} = 11,0 \text{ мэВ}$, $\langle \Gamma_{\gamma_f} \rangle_{1^+} = 5,2 \text{ мэВ}$, согласующиеся с результатами расчетов [17] и экспериментов [18] ($|\langle \Gamma_{\gamma_f} \rangle_{0^+} - \langle \Gamma_{\gamma_f} \rangle_{1^+}| < 4 \text{ мэВ}$), [19] [$\langle \Gamma_{\gamma_f} \rangle_{1^+} = (4,1 \pm 0,9) \text{ мэВ}$], [20] [$\langle \Gamma_{\gamma_f} \rangle_{1^+} = (6,1 \pm 2,9) \text{ мэВ}$].

Расчет средних сечений

Средние сечения $\langle \sigma_x \rangle$ были рассчитаны по статистической модели:

$$\langle \sigma_x \rangle = \frac{2\pi^2}{k^2} \sum_z \frac{q_z}{\langle D \rangle_z} \frac{\langle \Gamma_n \rangle_z \langle \Gamma_x \rangle_z}{\langle \Gamma \rangle_z} S_{xz},$$

где S_{xz} - фактор, учитывающий влияние флуктуаций парциальных ширины.

Сечение процесса (n, γ_f) можно определить выражением

$$\langle \sigma_{\gamma_f} \rangle = \sum_z \langle \sigma_f \rangle_z \langle \Gamma_{\gamma_f} \rangle_z / \langle \Gamma_f^c \rangle_z.$$

Составное ядро ^{240}Pu может делиться из состояния z через один-три делительных канала, дающих разный вклад в среднюю ширину $\langle \Gamma_f \rangle_z$. В рассматриваемой области энергий возможно возбуждение трех уровней ядра-мишени: $E_1 = 8 \text{ кэВ}$, $I_1^{\pi} = 3/2^+$; $E_2 = 57 \text{ кэВ}$, $I_2^{\pi} = 5/2^+$; $E_3 = 76 \text{ кэВ}$, $I_3^{\pi} = 7/2^+$. В связи с этим ширины Γ_{fz} и $\Gamma_{n'z}$, строго говоря, должны следовать обобщенному распределению Портера-Томаса [21]. Нейтронные ширины подчиняются распределению Портера-Томаса с числами степеней свободы ν_{nz} , приведенными в табл.2. Радиационную ширину можно считать не флуктуирующей.

Выражение для фактора S_{xz} с учетом сказанного о распределениях ширины имеет вид

$$S_{xz} = \langle \Gamma \rangle_z \left(1 + 2 \frac{\delta_{nx}}{\nu_{nz}}\right) \int_0^{\infty} \frac{\exp[-\langle \Gamma_f \rangle_z t]}{\left(2 \frac{\langle \Gamma_n \rangle_z}{\nu_{nz}} t + 1\right)^{1 + \nu_{nz}/2 + \delta_{nx}}} \prod_{c=n, \gamma_f} \frac{\sum_{k_c=1}^{\nu_c} \left(2 \frac{\langle \Gamma_c \rangle_z}{\nu_{k_c z}} + \beta_{k_c z}^{-1}\right)^{-1} \prod_{k_c=1}^{\nu_c} \left(2 \frac{\langle \Gamma_c \rangle_z}{\nu_{k_c z}} + \beta_{k_c z}^{-1}\right)^{\delta_{cx}}}{\prod_{k_c=1}^{\nu_c} \beta_{k_c z}^{\nu_{k_c z}/2} \left(2 \frac{\langle \Gamma_c \rangle_z}{\nu_{k_c z}} t + \beta_{k_c z}^{-1}\right)^{\nu_{k_c z}/2 + \delta_{cx}}},$$

где ν_{cz} - число каналов деления или число возбужденных уровней; $\beta_{k_c z} = \langle \Gamma_c \rangle_{k_c z} / \langle \Gamma_c \rangle_z$; $\nu_{k_f z} = 1$; $\nu_{k_n' z}$ - числа способов распада состояния z с возбуждением k -го уровня (табл.3).

Таблица 2

Числа степеней свободы распределений Портера-Томаса нейтронных, делительных и неупругих ширин

ℓ	J	\mathcal{N}	ν_{nz}	ν_{fz}	$\nu_{n'z}$
0	0	+	1	2	0
0	1	+	1	1	1
1	0	-	1	0	1
1	1	-	2	2	2
1	2	-	1	2	2

Таблица 3

Числа степеней свободы ширины для выражения (3)

ℓ'	J	\mathcal{N}	ν_{1z}	ν_{2z}	ν_{3z}
0	0	+	0	0	0
0	1	+	1	0	0
1	0	-	1	0	0
1	1	-	2	1	0
1	2	-	2	2	1

Следует отметить, что использование распределения [21] для вычисления фактора S_{xz} эквивалентно рассмотрению каждого делительного и неупругого каналов отдельно с последующим суммированием по числу каналов.

Оцененные средние сечения и резонансные параметры ^{239}Pu

Полученные средние параметры позволяют удовлетворительно описать гладкий ход средних сечений (рис.1-3). Отметим, что вклад процесса $(n, \gamma f)$ в сечение деления достигает 20% при 0,3 кэВ и падает до 5% при 100 кэВ.

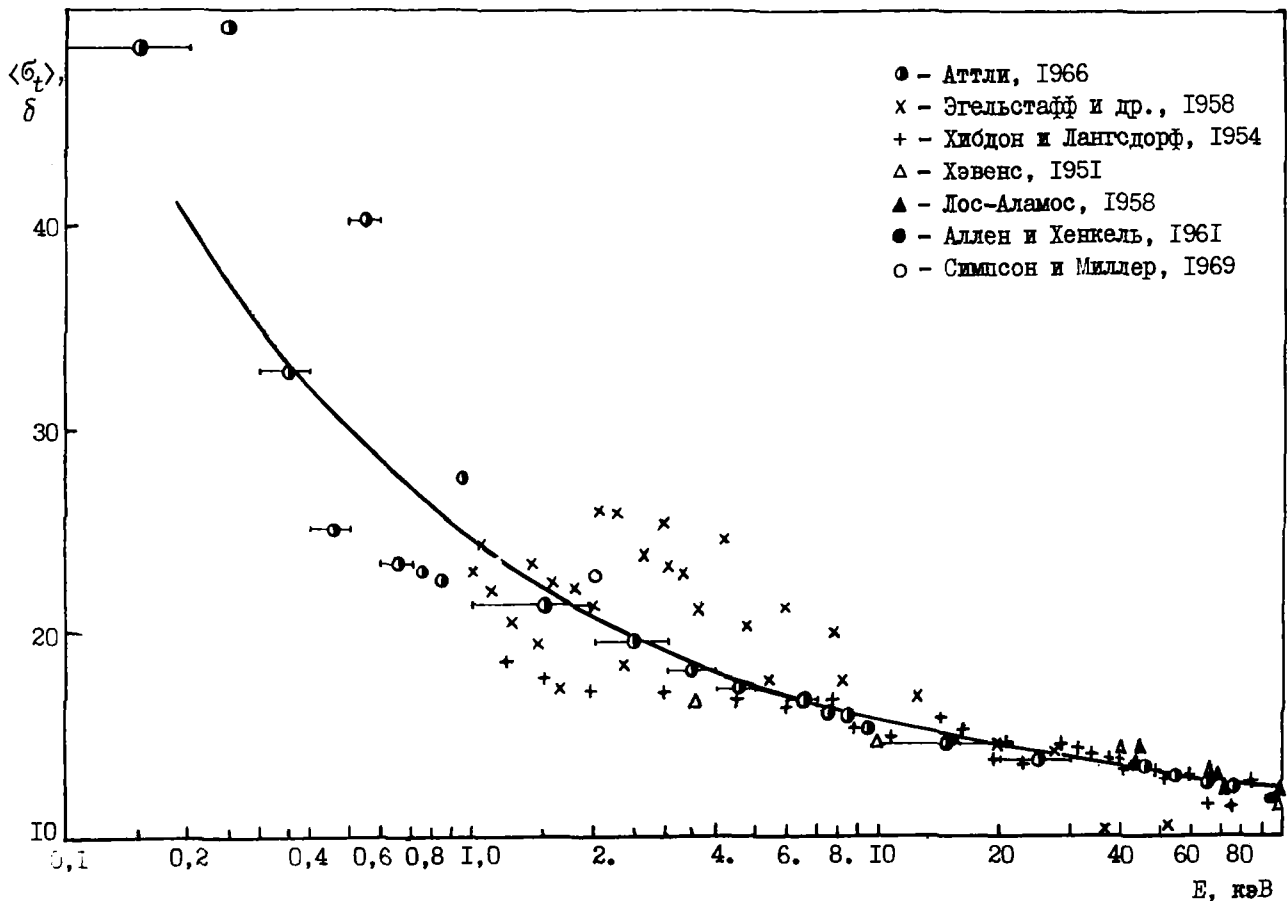


рис.1. Сравнение расчетных (кривая) и экспериментальных (точки) данных по $\langle \sigma_t \rangle$ ^{239}Pu

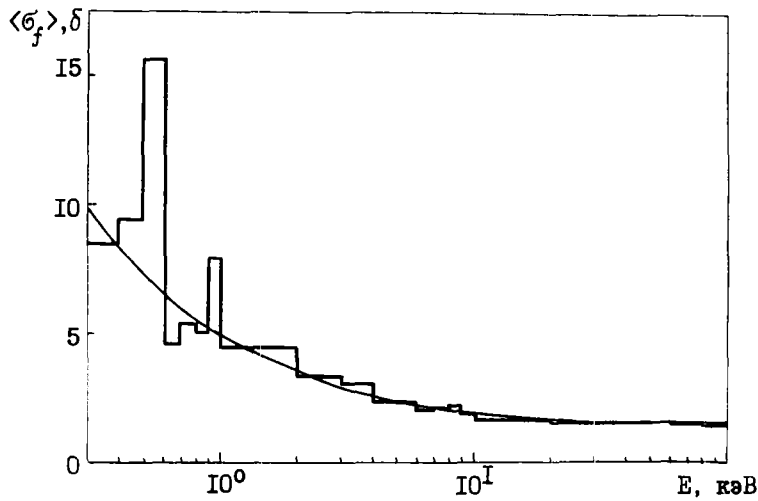


Рис.2. Сравнение оцененного из эксперимента и рассчитанного сечения деления $\langle \sigma_f \rangle$ ^{239}Pu

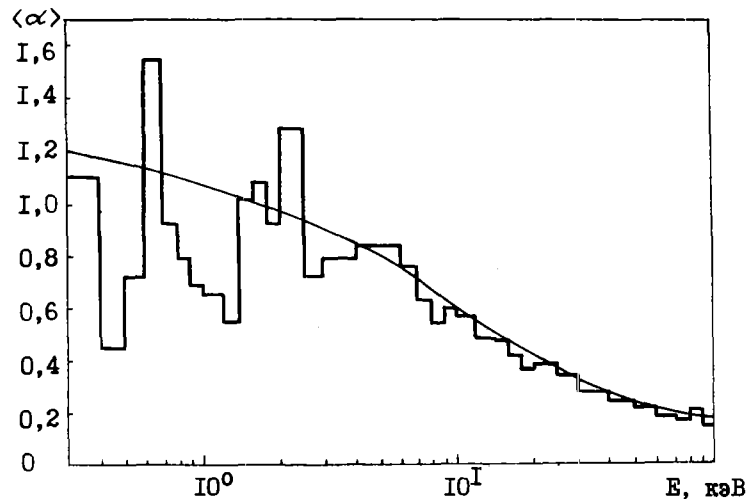


Рис.3. Сравнение оцененной из эксперимента и рассчитанной величины $\langle \alpha \rangle$ ^{239}Pu

Структуру в сечениях $\langle \sigma_t \rangle$, $\langle \sigma_f \rangle$ и величине $\langle \alpha \rangle$ мы описываем вариацией двух параметров: S_0 и $\langle \Gamma_f \rangle_{1+}$. Используемая методика позволяет описать величины $\langle \sigma_f \rangle$ и $\langle \alpha \rangle$, оцененные по экспериментальным данным, в пределах ошибок, а данные по $\langle \sigma_t \rangle$ работы [5] - в пределах 5%-ной ошибки практически во всех интервалах (табл.4). В сечениях $\langle \sigma_{n1} \rangle$, приведенных в табл.4, учтен вклад прямого возбуждения уровней [12]. В качестве оцененных средних сечений рекомендуется использовать расчетные значения в связи с их согласованностью со средними параметрами и экспериментальными данными.

При расчетах факторов резонансной самоэкранировки и других функционалов обычно используются распределения Портера-Томаса с целым числом степеней свободы. Широко используемый формат американской библиотеки ENDF/B также предусматривает использование только целых значений ν_{xz} и, кроме того, возможность возбуждения только одного уровня. Поэтому приводится также второй набор параметров \tilde{S}_0 и $\langle \tilde{\Gamma}_f \rangle_{1+}$ (см.табл.4), отвечающий требованиям формата ENDF/B. Соответствующие числа степеней свободы приведены в табл.3. Оцененные параметры $\langle \Gamma_f^c \rangle_z$, $\langle \Gamma_{ff} \rangle_z$ и $\langle D \rangle_z$ приведены в табл.5-7. Отметим, что различия между параметрами S_0 , $\langle \Gamma_f \rangle_{1+}$ и \tilde{S}_0 , $\langle \tilde{\Gamma}_f \rangle_{1+}$ нарастают с увеличением энергии.

Таблица 4

Оцененные из эксперимента и расчетные средние сечения ($\langle \sigma_x^{\alpha} \rangle$ и $\langle \sigma_x^P \rangle$ соответственно),
 величина $\langle \alpha \rangle$, параметры S_0 и $\langle \Gamma_f \rangle_{f+}$ ^{239}Pu в области неразрешенных резонансов 0,3-100 кэВ

ΔE , кэВ	$\langle \sigma_t^{\alpha} \rangle$, σ	$\langle \sigma_t^P \rangle$, σ	$\langle \sigma_f^{\alpha} \rangle$, σ	$\langle \sigma_f^P \rangle$, σ	$\langle \alpha^{\alpha} \rangle$	$\langle \alpha^P \rangle$	$\langle \sigma_n^P \rangle$, σ	$\langle \sigma_{n'}^P \rangle$, σ	$\langle \sigma_{ff}^P \rangle$, σ	$\langle \Gamma_f \rangle_{f+}$, эВ	$S_0 \cdot 10^{-4}$	$\tilde{S}_0 \cdot 10^{-4}$	$\langle \tilde{\Gamma}_f \rangle_{f+}$, эВ
0,3-0,4	32,8±0,4	32,199	8,56 ±0,21	8,590	1,127±0,062	1,1420	13,799	0	1,176	0,0173	0,9867	0,9901	0,0167
0,4-0,5	25,2±0,4	25,310	9,46 ±0,24	9,427	0,446±0,025	0,4424	11,712	0	0,518	0,1786	0,7632	0,7661	0,1725
0,5-0,6	40,2±0,4	46,730	15,70±0,40	15,641	0,717±0,040	0,7084	20,009	0	1,344	0,0498	2,0668	2,0650	0,0475
0,6-0,7	23,4±0,4	24,504	4,58 ±0,12	4,536	1,553±0,086	1,5032	13,149	0	0,816	0,0049	0,8666	0,8658	0,0043
0,7-0,8	23,0±0,4	23,041	5,45 ±0,14	5,449	0,932±0,052	0,9295	12,527	0	0,613	0,0293	0,8329	0,8299	0,0271
0,8-0,9	22,4±0,4	21,407	5,10 ±0,14	5,138	0,796±0,045	0,8090	12,112	0	0,507	0,0418	0,7702	0,7682	0,0399
0,9-1,0	27,7±0,4	27,821	7,99 ±0,22	7,981	0,693±0,039	0,6904	14,330	0	0,673	0,0546	1,2968	1,2943	0,0521
1,0-1,2	-	24,243	6,53 ±0,15	6,575	0,659±0,040	0,6688	13,271	0	0,539	0,0596	1,1055	1,1039	0,0564
1,2-1,4	-	22,005	5,94 ±0,13	6,021	0,546±0,033	0,5652	12,581	0	0,422	0,0873	1,0041	1,0034	0,0828
1,4-1,6	-	19,379	3,57 ±0,08	3,556	1,022±0,062	0,9883	12,309	0	0,429	0,0201	0,8290	0,8291	0,0182
1,6-1,8	-	21,228	3,86 ±0,09	3,834	1,094±0,066	1,0573	13,340	0	0,495	0,0142	1,0694	1,0654	1,0129
1,8-2,0	-	19,892	3,67 ±0,08	3,671	0,925±0,056	0,9267	12,819	0	0,418	0,0221	0,9872	0,9829	0,0203
1,0-2,0	21,2±0,25	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
2,0-2,5	-	20,252	3,01 ±0,07	3,019	1,293±0,078	1,2455	13,473	0	0,456	0,0054	1,1164	1,0765	0,0046
2,5-3,0	-	20,077	3,96 ±0,09	3,978	0,723±0,044	0,7312	13,190	0	0,363	0,0390	1,2118	1,2050	0,0355
2 - 3	19,4±0,3	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
3 - 4	18,1±0,25	18,057	3,05 ±0,07	3,050	0,794±0,047	0,7897	12,598	0	0,303	0,0292	1,0708	1,0625	0,0259
4 - 5	17,2±0,2	16,670	2,37 ±0,05	2,377	0,843±0,050	0,8437	12,288	0	0,256	0,0190	0,9818	0,9761	0,0156
5 - 6	-	17,073	2,35 ±0,05	2,360	0,843±0,052	0,8600	12,683	0	0,261	0,0153	1,1616	1,1473	0,0125
6 - 7	16,6±0,2	15,749	2,05 ±0,05	2,063	0,773±0,047	0,7980	12,040	0	0,216	0,0179	0,9925	0,9638	0,0151

7 - 8	15,9 ±0,2	15,261	2,11 ±0,05	2,119	0,640±0,040	0,6491	11,767	0	0,186	0,0329	0,9585	0,9388	0,0281
8 - 9	15,7 ±0,2	15,362	2,20 ±0,04	2,203	0,552±0,034	0,5498	11,798	0,150	0,168	0,0432	1,0458	1,0236	0,0371
9 - 10	15,2 ±0,2	15,039	1,92 ±0,05	1,923	0,603±0,037	0,6030	11,726	0,230	0,163	0,0263	1,0250	1,0090	0,0187
10 - 12	-	14,487	1,746±0,035	1,750	0,578±0,035	0,5804	11,471	0,250	0,147	0,0238	0,9532	0,9293	0,0157
12 - 14	-	14,177	1,748±0,035	1,755	0,495±0,030	0,4960	11,291	0,261	0,132	0,0340	0,9449	0,9284	0,0219
14 - 16	-	13,719	1,605±0,032	1,606	0,487±0,030	0,4850	11,089	0,245	0,122	0,0288	0,8660	0,8344	0,0168
16 - 18	-	13,543	1,642±0,035	1,643	0,425±0,026	0,4240	10,963	0,240	0,114	0,0399	0,8621	0,8279	0,0254
18 - 20	-	13,069	1,553±0,033	1,559	0,380±0,023	0,3816	10,724	0,191	0,103	0,0497	0,7303	0,6853	0,0376
10 - 20	14,4 ±0,1	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
20 - 25	-	13,402	1,585±0,032	1,589	0,395±0,028	0,3946	10,897	0,289	0,109	0,0310	0,9474	0,9023	0,0203
25 - 30	-	12,997	1,514±0,039	1,523	0,353±0,025	0,3558	10,672	0,260	0,101	0,0318	0,8656	0,7976	0,0206
20 - 30	13,75±0,2	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
30 - 40	-	12,852	1,570±0,055	1,590	0,286±0,025	0,2939	10,523	0,272	0,096	0,0505	0,9268	0,8391	0,0349
40 - 50	13,4 ±0,2	12,713	1,582±0,055	1,597	0,257±0,022	0,2655	10,382	0,310	0,094	0,0491	1,0223	0,9486	0,2912
50 - 60	13,05±0,2	12,405	1,568±0,055	1,579	0,225±0,019	0,2337	10,161	0,296	0,089	0,0619	0,9454	0,8461	0,0397
60 - 70	12,6 ±0,2	12,087	1,553±0,054	1,561	0,197±0,017	0,1982	10,037	0,180	0,083	0,1032	0,7768	0,6700	0,0795
70 - 80	12,4 ±0,2	11,890	1,528±0,053	1,534	0,177±0,016	0,1779	9,917	0,166	0,080	0,1305	0,6733	0,5560	0,1047
80 - 90	-	12,052	1,507±0,053	1,510	0,214±0,029	0,2146	9,873	0,345	0,089	0,0320	1,1311	0,9764	0,0167
90 - 100	-	11,666	1,500±0,053	1,503	0,149±0,019	0,1494	9,707	0,231	0,074	0,2513	0,5984	0,4540	0,2079

Таблица 5

Средние ширины радиационного захвата $\langle \Gamma_{\gamma}^c \rangle_{\Sigma}$ ^{239}Pu

E , кэВ	$\langle \Gamma_{\gamma}^c \rangle_{0^+}$, мэВ	$\langle \Gamma_{\gamma}^c \rangle_{1^+}$, мэВ	$\langle \Gamma_{\gamma}^c \rangle_{0^-}$, мэВ	$\langle \Gamma_{\gamma}^c \rangle_{1^-}$, мэВ	$\langle \Gamma_{\gamma}^c \rangle_{2^-}$, мэВ
0,35	40,009	46,040	51,035	30,342	36,298
0,45	40,009	46,050	51,037	30,342	36,299
0,55	40,009	46,050	51,039	30,342	36,299
0,65	40,009	46,051	51,042	30,342	36,300
0,75	40,010	46,052	51,044	30,342	36,300
0,85	40,010	46,053	51,046	30,343	36,300
0,95	40,010	46,054	51,049	30,343	36,301
1,10	40,010	46,055	51,052	30,343	36,301
1,30	40,010	46,057	51,057	30,343	36,302
1,50	40,011	46,058	51,062	30,343	36,303
1,70	40,011	46,061	51,066	30,343	36,303
1,90	40,011	46,062	51,071	30,344	36,304
2,25	40,012	46,063	51,079	30,344	36,305
2,75	40,013	46,070	51,091	30,344	36,307
3,5	40,014	46,076	51,109	30,345	36,310
4,5	40,015	46,085	51,132	30,346	36,314
5,5	40,017	46,094	51,156	30,347	36,317
6,5	40,018	46,102	51,179	30,347	36,321
7,5	40,020	46,111	51,203	30,348	36,325
8,5	40,021	46,119	51,226	30,349	36,328
9,5	40,022	46,125	51,250	30,350	36,332
11,0	40,025	46,141	51,285	30,351	36,338
13,0	40,027	46,158	51,332	30,353	36,345
15,0	40,030	46,174	51,379	30,354	36,352
17,0	40,032	46,191	51,427	30,356	36,359
19,0	40,035	46,208	51,474	30,358	36,366
22,5	40,039	46,237	51,557	30,360	36,379
27,5	40,044	46,275	51,675	30,364	36,396
35	40,051	46,337	51,854	30,370	36,422
45	40,058	46,414	52,093	30,378	36,456
55	40,063	46,488	52,333	30,386	36,489
65	40,064	46,559	52,575	30,394	36,521
75	39,621	46,313	52,825	30,315	36,594
85	39,561	46,367	53,068	30,349	36,638
95	39,499	46,422	53,312	30,384	36,680

Таблица 6

Средние ширины процесса ($n, \gamma f$) ^{239}Pu

$E,$ кэВ	$\langle \Gamma_{\gamma f} \rangle_{0+},$ мэВ	$\langle \Gamma_{\gamma f} \rangle_{1+},$ мэВ	$\langle \Gamma_{\gamma f} \rangle_{0-},$ мэВ	$\langle \Gamma_{\gamma f} \rangle_{1-},$ мэВ	$\langle \Gamma_{\gamma f} \rangle_{2-},$ мэВ
0,35	11,042	5,238	0,016	20,945	13,749
0,45	11,044	5,240	0,016	20,947	13,751
0,55	11,046	5,241	0,016	20,949	13,753
0,65	11,049	5,243	0,016	20,952	13,754
0,75	11,051	5,244	0,016	20,954	13,756
0,85	11,053	5,246	0,016	20,956	13,758
0,95	11,055	5,247	0,016	20,956	13,760
1,10	11,059	5,249	0,016	20,962	13,763
1,30	11,063	5,252	0,016	20,966	13,767
1,50	11,067	5,255	0,016	20,969	13,771
1,70	11,072	5,258	0,016	20,975	13,775
1,90	11,076	5,261	0,016	20,979	13,779
2,25	11,084	5,266	0,016	20,995	13,786
2,75	11,095	5,273	0,017	20,998	13,796
3,5	11,112	5,284	0,017	21,015	13,811
4,5	11,134	5,298	0,017	21,037	13,831
5,5	11,156	5,312	0,017	21,059	13,850
6,5	11,178	5,327	0,017	21,082	13,870
7,5	11,200	5,341	0,017	21,104	13,890
8,5	11,223	5,356	0,018	21,126	13,910
9,5	11,245	5,371	0,018	21,146	13,930
11,0	11,278	5,393	0,018	21,182	13,960
13,0	11,323	5,422	0,018	21,227	14,000
15,0	11,368	5,452	0,019	21,272	14,040
17,0	11,413	5,482	0,019	21,317	14,080
19,0	11,459	5,512	0,019	21,362	14,120
22,5	11,538	5,564	0,020	21,441	14,191
27,5	11,652	5,641	0,021	21,551	14,293
35	11,826	5,757	0,023	21,724	14,446
45	12,060	5,917	0,025	21,952	14,652
55	12,298	6,080	0,028	22,182	14,860
65	12,541	6,248	0,030	22,412	15,071
75	13,236	6,691	0,032	22,690	15,248
85	13,541	6,876	0,035	22,894	15,449
95	13,850	7,064	0,038	23,101	15,652

Таблица 7

Средние расстояния $\langle D \rangle_z$ между резонансами ^{239}Pu

Е,кэВ	$\langle D \rangle_{0\pm}$, эВ	$\langle D \rangle_{1\pm}$, эВ	$\langle D \rangle_{2-}$, эВ	Е,кэВ	$\langle D \rangle_{0\pm}$, эВ	$\langle D \rangle_{1\pm}$, эВ	$\langle D \rangle_{2-}$, эВ
0,35	9,3610	3,1719	1,9667	7,5	9,2341	3,1289	1,9400
0,45	9,3592	3,1713	1,9663	8,5	9,2165	3,1230	1,9362
0,55	9,3574	3,1707	1,9659	9,5	9,1990	3,1170	1,9326
0,65	9,3556	3,1701	1,9655	11,0	9,1727	3,1081	1,9270
0,75	9,3538	3,1695	1,9652	13,0	9,1378	3,0963	1,9197
0,85	9,3520	3,1689	1,9648	15,0	9,1031	3,0845	1,9123
0,95	9,3502	3,1683	1,9644	17,0	9,0684	3,0727	1,9050
1,10	9,3476	3,1674	1,9639	19,0	9,0339	3,0610	1,8978
1,30	9,3440	3,1662	1,9631	22,5	8,9739	3,0407	1,8851
1,50	9,3404	3,1650	1,9623	27,5	8,8889	3,0118	1,8672
1,70	9,3369	3,1638	1,9616	35	8,7629	2,9691	1,8407
1,90	9,3333	3,1626	1,9608	45	8,5979	2,9131	1,8059
2,25	9,3271	3,1605	1,9595	55	8,4360	2,8583	1,7718
2,75	9,3182	3,1574	1,9577	65	8,2774	2,8045	1,7384
3,5	9,3042	3,1529	1,9549	75	8,1219	2,7517	1,7057
4,5	9,2871	3,1469	1,9511	85	7,9694	2,7000	1,6736
5,5	9,2694	3,1409	1,9474	95	7,8200	2,6494	1,6421
6,5	9,2518	3,1349	1,9437				

Список литературы

1. Коньшин В.А., Анципов Г.В., Баханович Л.А. и др. Оценка ядерных данных для ^{239}Pu в области энергий нейтронов 10^{-3} эВ - 15 МэВ. - В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. М., Атомиздат, 1974, вып.16, с.329-357.
2. Анципов Г.В., Коньшин В.А., Маслов В.М. Влияние различных представлений о статистических свойствах делительных ширин на расчет средних сечений.- Изв. АН БССР. Сер. физико-энергетических наук, 1979, № 3, с.25-30.
3. Коньшин В.А., Суховицкий Е.Ш., Жарков В.Ф. Определение ошибок оцененных данных с учетом корреляций и проведение оценки $\sigma_f(^{235}\text{U})$, $\alpha(^{235}\text{U})$, $\alpha(^{239}\text{Pu})$ и $\sigma_f(^{239}\text{Pu})$ для БОЯД. - Минск, 1978.
4. Gwin R., Silver E.G., Ingle R.W., Weaver H. Measurement of capture and fission cross-sections of the ^{239}Pu and ^{235}U , 0.02 eV to 200 keV, the neutron capture cross-sections of ^{197}Au , 10 to 50 keV, and neutron fission cross-sections of ^{233}U , 5 to 200 keV. - Nucl. Sci. and Engng, 1976, v.59, N 2, p.79-105.
5. Uttley C.A. EANDC(UK)-40"L", 1964.
6. Derrien H., Blons J., Eggerman C. e.a. Sections efficaces totale et fission du ^{239}Pu etude statistique des parametres resonances. - Proceedings of IAEA Conference on Nuclear Data for Reactors. Vienna, IAEA, 1967, v.2, p.195-200.
7. Lemmel H.D. The Third IAEA Evaluation of the 2200m/s and 20°C Maxwellian Neutron Data for ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu and ^{241}Pu . - Proceedings of the Conference on Nuclear Cross-Sections and Technology. Washington, 1975, v.1, p.286-292.

8. Коньшин В.А., Мороговский Г.Б., Суховицкий Е.Ш. Оценка сечений ядерных реакций для ^{239}Pu в резонансной области энергий при выработке полного файла констант. - Изв. АН БССР. Сер. физико-энергетических наук, 1974, вып.2, с.21-28.
9. Ribon P., Le Coq G. CEA-N-1484, 1971.
10. Mughaghab S.F., Garber D.I. Neutron cross-sections. - BNL-325, 3rd ed., 1973, v.1.
11. Garrisson J.D. The Effect of interference on the average neutron cross-sections of fissile nuclei, GA-10028, 1970.
12. Klepatskij A.B., Kon'shin V.A., Sukhovitskij E.Sh. Model for fissile nuclei neutron interactions as applied to nuclear data evaluation. - Proceedings of International Conference on Nuclear Physics and Nuclear Data for Reactors and other Applied Purposes. Harwell, 1978, p. 1157-1166.
13. Рябов Д.В., Фенин Д.И. Смысловые функции для ^{235}U и ^{239}Pu для α - и p -нейтронов. - Ядерная физика, 1971, т.13, вып.5, с.1039-1041.
14. Жучко В.Е., Остапенко Ю.Б., Смиренин Г.Н. и др. Исследование вероятности околорогового деления изотопов Th, U, Np, Pu, Am тормозными γ -квантами. - Там же, 1978, т. 28, вып.5(II), с.1170-1184.
15. Lynn J.E. Theory of neutron resonance reactions. Oxford, Clarendon Press, 1968.
16. Игнатюк А.В., Истеков К.К., Смиренин Г.Н. Роль коллективных эффектов при систематике плотности уровней ядер. - Ядерная физика, 1979, т.29, вып.4, с.875-883.
17. Lynn J.E. On the slow neutron γf -reaction. - Phys. Letters, 1965, v.18, N 3, p.31-35.
18. Зен Чан Бом, Пантелеев Ц., Тянь Сан Хак. Попытка экспериментального обнаружения $(n, \gamma f)$ -процесса при делении ^{239}Pu резонансными нейтронами. - Изв.АН СССР. Сер.физическая, 1973, т.37, с.82-86.
19. Ryabov I., Trochon J., Shackleton D., Frehaut J. γ -Ray multiplicity in ^{239}Pu fission induced by resonance neutrons: experimental evidence for the $(n, \gamma f)$ -reaction. - Nucl.Phys., 1973, v.A216, p.395-406.
20. Борухович Г.З., Звездикина Т.К., Иванов К.Н. Измерение множественности γ -квантов при делении ^{239}Pu резонансными нейтронами. - Препринт ДИЯФ АН СССР, № 452. Ленинград, 1978.
21. Лукьянов А.А., Шекер М.О. Обобщенное распределение Портера-Томаса. - Ядерная физика, 1969, т.10, с.790-793.

Статья поступила в редакцию 10 ноября 1980 г.

УДК 539.170.012

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ И ИЗОСПИНОВАЯ ЗАВИСИМОСТИ СЕЧЕНИЯ
НЕРАВНОВЕСНОЙ ЭМИССИИ НЕЙТРОНОВ В (p, n) -РЕАКЦИЯХ

Б.В. Журавлев

ENERGY AND ISOSPIN DEPENDENCE OF THE NONEQUILIBRIUM NEUTRON EMISSION CROSS-SECTION FROM (p, n) -REACTIONS. In the framework of mechanism of the direct reactions are analysed spectra of the nonequilibrium emission of neutron from (p, n) -reactions on the nuclei ^{27}Al , ^{52}Cr , ^{56}Fe , ^{58}Ni , ^{60}Ni , ^{90}Zr , ^{94}Zr , ^{115}In , ^{181}Ta at the proton energy of 22 MeV. Energy and isospin dependence of the emission cross-section are determined.

Спектры нейтронов, испущенных из неравновесных конфигураций в (p, n) -реакциях при энергии $E_p = 22$ МэВ, как показано в работе [1], достаточно полно определяются асимметричной компонентой измеряемых угловых распределений, являющейся характерным признаком прямых процессов. Эти экспериментальные данные могут быть использованы для исследования общих закономерностей сечения эмиссии нейтронов.

Сечение прямого взаимодействия можно записать следующим образом:

$$\sigma_{diz} = \text{const} \frac{k_n}{k_p} |V_{fi}|^2 \rho_f(U), \quad (1)$$

где k_p и k_n - волновые числа частиц; V_{fi} - матричный элемент, связывающий начальное и конечные состояния; $U = E_p + Q - E_n$ - энергия возбуждения остаточного ядра; $\rho_f(U)$ - плотность состояний остаточного ядра, возбуждаемых при прямом взаимодействии. Такие состояния должны иметь простые конфигурации относительно начального состояния. Информация об их плотности может быть получена, как показано в работе [2], в представлении однокомпонентного идеального бозе-мановского газа:

$$\rho_f(U) \sim U^{n-1},$$

где n - число экситонов в остаточном ядре.

Матричный элемент при фиксированной энергии протонов можно предположить независимым от энергии нейтронов. Тогда выражение (1) можно записать в довольно простом виде:

$$\sigma_{diz}(E_n) = \text{const} \sqrt{E_n} U^{n-1}. \quad (2)$$

Конечно, сделанные предположения относительно плотности состояний и матричного элемента отражают лишь некоторые общие закономерности прямого взаимодействия. Однако при таком подходе, оставаясь в рамках прямого механизма взаимодействия, нельзя сделать предположений, более высоких по сравнению с моделью предравновесного распада ядер [3,4], широко используемой в последние годы для описания спектров эмиссии частиц из неравновесных состояний.

На рис.1 представлены спектры асимметричной компоненты угловых распределений нейтронов из (p,n) -реакций на ядрах ^{181}Ta , ^{115}In , ^{94}Zr , ^{91}Zr , ^{90}Zr , ^{60}Ni , ^{58}Ni , ^{56}Fe , ^{52}Cr , ^{27}Al и их описание согласно выражению (2) с параметрами, указанными в таблице. Параметр n определяли поиском

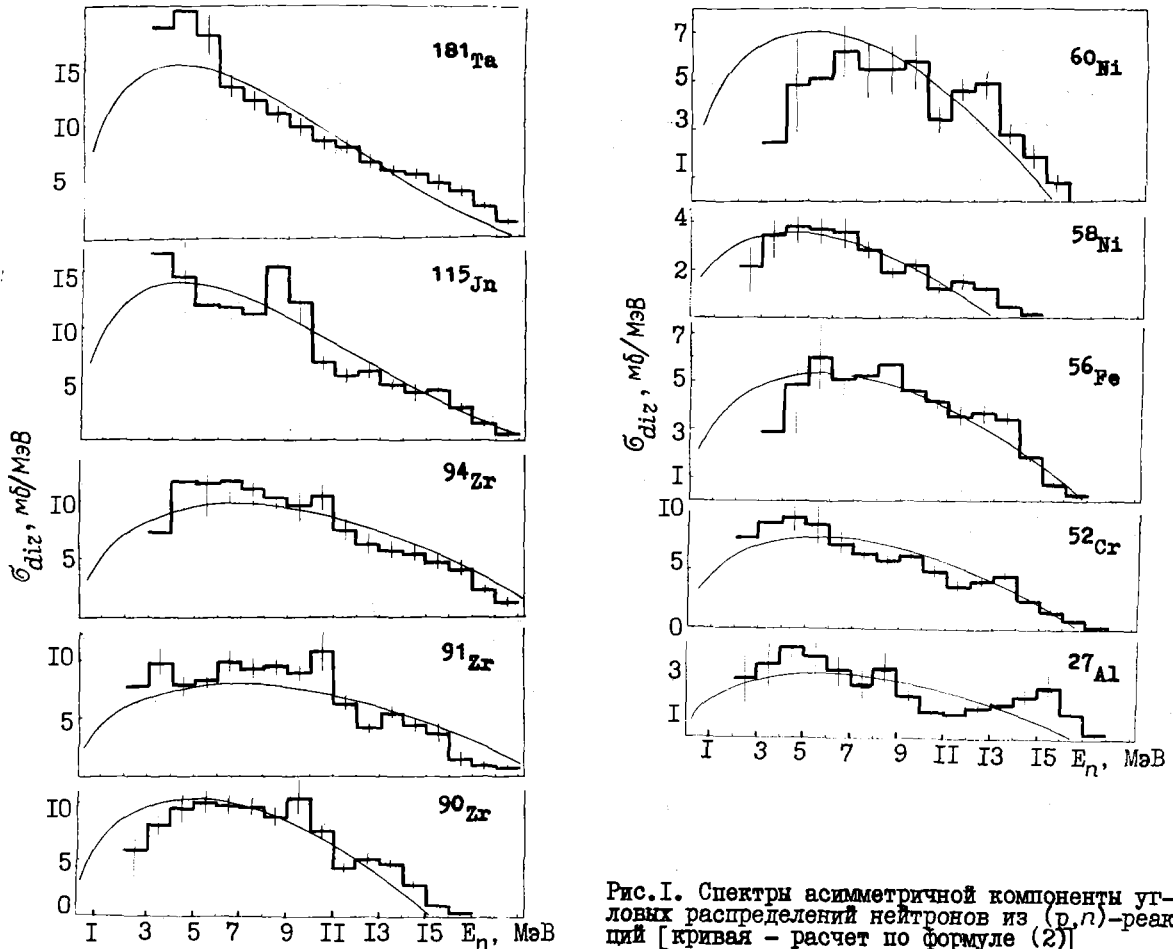


Рис.1. Спектры асимметричной компоненты угловых распределений нейтронов из (p,n) -реакций [кривая - расчет по формуле (2)]

Параметры исследуемых ядер нейтронов

Параметр	^{27}Al	^{52}Cr	^{56}Fe	^{58}Ni	^{60}Ni	^{90}Zr	^{91}Zr	^{94}Zr	^{115}In	^{181}Ta
n	2	2	2	2	2	2	2	2	3	3
Const	0,103	0,294	0,200	0,196	0,304	0,452	0,228	0,277	0,022	0,026
$\sigma_{diz}, \text{мб}$	31	86	60	30	71	104	108	135	163	173

наилучшего описания по критерию χ^2 , а константу - нормировкой на эксперимент. Для большинства ядер довольно резкий минимум величины χ^2 получали при $n = 2$, что физически согласуется с представлением о прямом механизме взаимодействия нуклонов с ядрами. Налетающий протон взаимодействует с одним из нейтронов ядра-мишени, последующее испускание которого приводит к двухэкситонному состоянию (частица - дырка) остаточного ядра. Проведенный авторами анализ по формуле (2) высокоэнергетичной части нейтронных спектров из (α, xn) -реакций при энергии α -частиц 45 МэВ показал, что неравновесная эмиссия также обусловлена прямым взаимодействием ($n = 3$ - тройной срыв) [5]. Имеющиеся отклонения от значения параметра, соответствующего физическому пониманию процесса [$n=3$ для ^{115}In и ^{181}Ta в (p, n) -реакциях и $n=3+4$ для ^{113}Cd в (α, n) -реакциях], подчеркивают, по-видимому, тот факт, что выражение (2) описывает лишь некоторую общую закономерность, не отражая индивидуальных особенностей прямого взаимодействия.

В таблице приведены также значения проинтегрированного по энергии нейтронов сечения. Как показано в работе [7], сечение пропорционально величине $N-Z/A$ (рис.2), что физически отражает изоспиновую зависимость прямого взаимодействия в (p, n) -реакциях:

$$\int_0^{E_p+Q} \sigma_{diz}(E_n) dE_n = (945 \pm 36) \frac{N-Z}{A} \text{ мб.}$$

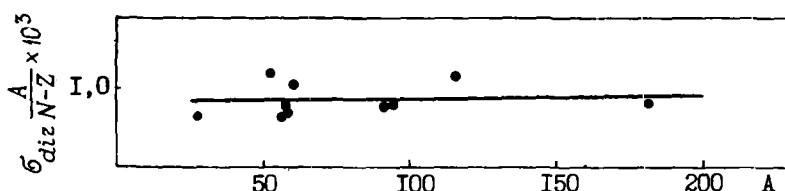


Рис.2. Зависимость сечения прямого взаимодействия от величины $N-Z/A$

Окончательно учитывая эту эмпирическую зависимость, сечение неравновесной эмиссии нейтронов в (p, n) -реакциях можно представить в следующем обобщенном виде:

$$\sigma_{diz}(E_n, A) = \frac{3540}{(E_p+Q)^{5/2}} \frac{N-Z}{A} \sqrt{E_n} (E_p+Q-E_n),$$

где E_p, E_n, Q выражены в мегаэлектрон-вольтах, а σ_{diz} - в миллибарнах.

Список литературы

1. Биржков Н.С., Муравлев Б.В. и др. Ядерная физика, 1980, т.31, с.561.
2. Griffin J.J. Phys. Letters, 1967, v.24B, p.5.
3. Griffin J.J. Phys. Rev. Letters, 1966, v.17, p.478.
4. Kalbach C. Acta Phys. Slov., 1975, v.25, p.100.
5. Биржков Н.С., Муравлев Б.В., Руденко А.П. и др. Спектры нейтронов из реакции (α, xn) . - В кн.: Нейтронная физика (Материалы 5-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 15-19 сентября 1980 г.). Ч.2. М., ЦНИИатоминформ, 1980, с.30-34.

Статья поступила в редакцию 29 августа 1980 г.

ANOMALOUS DISTRIBUTIONS OF THE LEAST SQUARES METHOD ESTIMATIONS. The solution displacement in the problem of the parameters estimation in the approximated model of the least squares method is considered. For the case of histograms processing the displacement obtained to be not little. This can strongly reduce reliability and practical value of results. The outline of the processing in very case must be correct.

Общие свойства оценок метода наименьших квадратов. Рассмотрим традиционную для экспериментальной физики задачу описания гистограммы. Под описанием будем понимать подбор одного или нескольких параметров θ_k (где $k = 1, 2, \dots, m$) функции $\varphi(\vec{\tau}, \vec{\theta})$, вид которой известен из теоретических соображений, по измеренным значениям:

$$y_i \approx z_i(\vec{\theta}) = \int_{\Omega_i} \varphi(\vec{\tau}, \vec{\theta}) d\vec{\tau}, \quad i = 1, 2, \dots, n. \quad (1)$$

Интеграл берется по каждой из ячеек гистограммы. Вектор $\vec{\tau}$ образуется совокупностью независимых переменных, чем могут быть, например, энергия частиц для амплитудных спектров, время для временных спектров и т.д.

Если каждой выборке \vec{y} можно сопоставить точку $\vec{\theta}$ в пространстве параметров, то говорят, что выполнена оценка $\vec{\theta}$, и сам конкретный набор $\vec{\theta}$ называется оценкой. Теория [1] предъявляет к $\vec{\theta}$ следующие требования:

- состоятельность - при бесконечном увеличении объема выборки среднее $\vec{\theta}^*$ должно сводиться по вероятности к истинному значению $\vec{\theta}_0$;
- несмещенность - требуется выполнение равенства $M(\hat{\vec{\theta}}) = \vec{\theta}_0$, где $M(x)$ - интегральный оператор математического ожидания;
- эффективность - желательно, чтобы дисперсия $D(\hat{\vec{\theta}}) = M\{[\hat{\vec{\theta}} - M(\hat{\vec{\theta}})]^2\}$ была минимальной по сравнению с другими методами. Среди перечисленных свойств наиболее важным считают обычно свойство состоятельности, являющееся, однако, в высшей мере асимптотическим.

В литературе имеются описания методов конструирования состоятельных оценок - так называемые методы неявной оценки [1]. Практическую ценность могут представлять, очевидно, только те методы, которые могут быть алгоритмизованы и запрограммированы. К таким относится в первую очередь метод наименьших квадратов, требующий минимизации квадратичной формы $\theta(\vec{y}, \vec{\theta}) = [\vec{y} - \vec{R}(\vec{\theta})]^T W [\vec{y} - \vec{R}(\vec{\theta})]$ в пространстве параметров θ_k , где $\vec{R}(\vec{\theta})$ - вектор-функция размерности n , определенная выражением (1); W - массовая матрица. Приравняв к нулю частные производные $\partial \theta / \partial \theta_k$, получаем систему уравнений для определения $\vec{\theta}$:

$$\frac{\partial \theta(\vec{\theta})}{\partial \vec{\theta}} W [\vec{y} - \vec{R}(\vec{\theta})] = 0. \quad (2)$$

Известно, что если матрица W не зависит от θ_k , то выражение (2) неявно определяет состоятельную оценку $\hat{\vec{\theta}}$ параметров $\vec{\theta}$ [1]. В одном из наиболее важных случаев, когда $\vec{R}(\vec{\theta}) = A(\vec{\theta})$, где A - постоянная матрица размером $m \times n$, уравнение (2) можно решить аналитически при любом m :

$$\hat{\vec{\theta}} = (A^T W A)^{-1} A^T W \vec{y}. \quad (3)$$

В этом случае теорема Гаусса - Маркова уточняет вид матрицы W : чтобы оценка $\hat{\vec{\theta}}$ была эффективной, в качестве W следует взять матрицу, обратную к матрице вторых моментов распределения $f(\vec{y} | \vec{\theta})$.

Знание всех моментов вида $d_{ij} = M\{[y_i - M(y_i)][y_j - M(y_j)]\}$ эквивалентно априорному знанию ответа задачи. Поэтому на практике приходится пользоваться приближенными моделями метода наименьших квадратов, т.е. необходимо давать предварительную оценку матрицы W . Обе рекомендуемые обычно для случая гистограмм замены: 1) $W_{ii} = 1 / \sum_{k=1}^m a_{ik} \theta_k$ и $W_{ij} = 0$ при $j \neq i$ (метод минимума χ^2); 2) $W_{ii} = 1/y_i$ и $W_{ij} = 0$ при $j \neq i$ (модифицированный метод минимума χ^2) - уже не гарантирует несмещенности, а тем самым и состоятельности оценки $\hat{\vec{\theta}}$, так как матрица W зависит от величины $\vec{\theta}$ в первом случае явно, а во втором - неявно.

Для практических целей можно было бы удовлетвориться и заведомо смещенной оценкой, если смещение по каждой из координат много меньше соответствующей ошибки. Только обоснованным предположением о малости смещения по сравнению с приписанными ошибками параметров оправдано применение той или иной приближенной схемы. К сожалению, теоретический расчет смещений даже в простейшем случае формулы (3) не представляется реальным; возможна только численная оценка интеграла $M(\hat{\theta})$, например методами Монте-Карло.

Дополнительные источники погрешностей при анализе временных спектров. При отсутствии аппаратных помех статистический разброс значений y_i является основным источником разброса выходных параметров процедуры обработки θ_k . Однако в случае временных спектров (кривая распада и т.д.) количество активных частиц в образце в момент прекращения активации (начальный интеграл) является случайной величиной, флуктуации которой также вносят свою добавку в разброс параметров.

Модель процесса активации достаточно проста, и задача о распределении начального интеграла может быть решена почти точно. Единственная неточность связана с предположением о постоянстве мощности активации (среднего числа активных частиц, образующихся в единицу времени). Если события образования активных частиц независимы, интервалы времени между ними τ_{1i} распределены экспоненциально: $f(\tau_1) = \nu \exp(-\nu\tau_1)$, где ν - мощность активации. Распады частиц также происходят независимо друг от друга с вероятностью λ в расчете на одну частицу в единицу времени. Поэтому функция плотности вероятности для интервалов τ_{2i} между двумя актами распада имеет вид $f(\tau_2) = \lambda N \exp(-\lambda N \tau_2)$, где N - наличный запас активных частиц.

Переходом системы будем называть любое из событий: рождение новой частицы или распад одной из существующих. Очевидно, вероятность точного совпадения во времени двух переходов равна нулю. Состояние системы в любой момент времени будем характеризовать количеством активных частиц в образце в этот момент.

Пусть начальное состояние системы $N_0 = M$; состояние после i -го перехода определяется марковской цепью

$$N_i = N_{i-1} + \alpha_i ;$$

$$\alpha_i = \begin{cases} 1, & \text{если } \tau_{1i} < \tau_{2i} ; \\ -1, & \text{если } \tau_{1i} > \tau_{2i} . \end{cases}$$

Рассмотрим промежуток времени t , достаточно большой по сравнению с $\bar{\tau}_1$ и $\bar{\tau}_2$ (строго говоря, $t \rightarrow \infty$), по истечении которого система релаксирует к новому стационарному режиму, т.е. "забывает" о начальном условии. Пусть p_k - вероятность обнаружить систему в случайный момент времени в состоянии k ; t_k - время пребывания в этом состоянии за промежуток t . Тогда

$$t_k = p_k t ; \quad \sum_{k=0}^{\infty} t_k = t . \quad (4)$$

Если i - произвольное состояние системы, то вероятности переходов в соседние состояния $(i+1)$ и $(i-1)$ определяются соотношением мощностей процессов рождения и распада:

$$\Gamma_i^+ = \frac{\nu}{\nu + i\lambda} ; \quad \Gamma_i^- = \frac{i\lambda}{\nu + i\lambda} .$$

За время t система испытает $L_i^+ = \nu t_i$ - переходов, если $i \rightarrow (i+1)$, и $L_i^- = i\lambda t_i$ - переходов, если $i \rightarrow (i-1)$. Так как среднее время пребывания в состоянии i между двумя переходами равно $1/(\nu + i\lambda)$, получаем простое соотношение между t_i , t_{i-1} и t_{i+1} :

$$t_i = \frac{\nu t_{i-1} + \lambda(i+1)t_{i+1}}{\nu + i\lambda} . \quad (5)$$

Пребывание системы в состоянии наличия (-1) частицы невозможно, т.е. $t_{-1} = 0$, поэтому $t_1 = t_0 \nu / \lambda$.

Решая последовательно уравнения вида (5), получаем

$$t_2 = t_0 \frac{\nu^2}{2\lambda^2} , \dots , t_k = t_0 \frac{\nu^k}{k! \lambda^k} , \dots$$

Подстановка этого результата в выражение (4) дает $p_k = \exp(-\alpha) \alpha^k / k!$, где $\alpha = \nu / \lambda$. Таким образом, начальный интеграл при активации до насыщения распределен по закону Пуассона с параметром ν / λ .

Расчеты по нормальной модели. Поскольку для оценки смещения $\vec{S} = M(\hat{\theta}) - \vec{\theta}_0$ необходимо знать истинные значения параметров, подобные оценки нельзя проводить на натуральных экспериментальных гистограммах. Поэтому расчет выполняли на модельной гистограмме, рассчитанной по формуле

$$z_i = \sum_{j=1}^m \alpha_{ij} \theta_{0j}.$$

Для уменьшения счетного времени был выбран один из простейших случаев: $m = 2$, $n = 100$;

$$\vec{\theta}_0 = \{\theta_{01}, \theta_{02}\}; \vec{y} = \{y_1, y_2, \dots, y_{100}\}; \alpha_{i1} = \exp(-t_i \ln 2/T) \{1 - \exp[-(t_{i+1} - t_i) \ln 2/T]\}; \alpha_{i2} = t_{i+1} - t_i.$$

Таким образом моделируется спад активности облученного образца при наличии постоянного фона, зарегистрированный временным анализатором; z_i - задают ожидаемые значения $M(y_i)$. Для имитации реальной картины необходимо ввести модельный разброс. Нормальная модель, соответствующая гауссовскому распределению $f(\vec{y} | \vec{\theta})$, строилась по методике работы [2]:

$$y_i = z_i + \sigma \delta_{i+\alpha} \sqrt{z_i z_{i+1}}, \quad (6)$$

где σ задает стандартное отклонение значения y_i ; $\delta_{i+\alpha}$ выбирают (начиная с номера $\alpha + 1$) из последовательности независимых случайных чисел с распределением $f(\delta) = 1/\sqrt{2\pi} \exp(-\delta^2/2)$; множитель $\sqrt{z_i z_{i+1}}$ учитывает влияние спада z_i на дисперсию $D(y_i)$. Розыгрыш начала выборки α дает возможность имитировать повторение эксперимента в тождественных условиях. В модели (6) пренебрегали флуктуациями начального интеграла, поэтому результаты расчетов могут быть обобщены для гистограмм любых других видов.

Были проделаны расчеты при следующих значениях параметров модели: $\theta_{01} = 50000$; $\theta_{02} = 500$; $T = 2$; $t_1 = 0$; $t_{i+1} = t_i + 1$; значение отклонения σ варьировалось в пределах от 0 до 0,05 с шагом 0,01. Объем выборки N при задании масс в виде $W_{ii} = 1/y_i$ составил 10 000 вариантов для каждого отклонения σ , при $W_{ij} = 1/\sum_{k=1}^m \alpha_{ik} \theta_k$ величина N была ограничена значением 100. Расчет с $\sigma = 0$ - один из многочисленных тестов, которым была подвергнута рабочая схема, - выполнялся один раз перед началом каждой серии. Как и следовало ожидать, в этом случае независимо от вида W получено $\hat{\theta} = \vec{\theta}_0$ (см. таблицу).

Расчеты по нормальной модели

Отклонение σ	Метод минимума χ^2 ($W_{ii} = 1/\sum_{k=1}^m \alpha_{ik} \theta_k^*$, объем выборки $N = 100$)		Модифицированный метод минимума χ^2 ($W_{ii} = 1/y_i^*$, объем выборки $N = 10\ 000$ для каждого значения σ)				
	$\hat{\theta}_1$ ($\theta_{01} = 50\ 000$)	$\hat{\theta}_2$ ($\theta_{02} = 500$)	$M(\theta_2)$	S_2	$\Delta\theta_2 = \sqrt{\frac{D(\hat{\theta}_2)}{N-1}}$	$K_2 = \frac{S_2}{\Delta\theta_2}$	
0,05	48927 100	510,2 1	456,8	-43,2	0,23	-188	
0,04	-	-	474,7	-25,3	0,16	-158	
0,03	-	-	486,8	-13,2	0,12	-110	
0,02	-	-	494,6	-5,40	0,070	-77	
0,01	-	-	498,9	-1,14	0,035	-31	

* При $W_{ij} = 0$, где $j \neq i$.

Данные по методу минимума χ^2 имеются только при значении $\sigma = 0,05$ и приводятся в форме $\theta_k^* \pm \Delta\theta_k$, где $\Delta\theta_k$ - рассчитанная среднеквадратическая ошибка среднего значения. Для модифицированного метода минимума χ^2 приводятся только результаты, касающиеся оценки $\hat{\theta}_2$;

среднее значение θ_1^* близко к истинному. Дополнительно для этого метода приводятся смещение S_2 и коэффициент смещения $K_2 = S_2/\Delta\theta_2$.

Сравнение данных по разным методам при $\sigma = 0,05$ показывает, что в случае метода минимума χ^2 смещены обе оценки, хотя и на небольшую величину; модифицированный метод дает очень большое смещение S_2 , а S_1 случайно оказалось невелико. Сравнивая результаты при разных отклонениях σ (для модифицированного метода), легко убедиться в том, что величина S_2 возрастает гораздо быстрее, чем σ , т.е. нелинейно в отличие от величины $\Delta\theta_2$, которая почти линейна по σ . Увеличение отношения $\Delta\theta_2/\sigma$ при $\sigma = 0,04$ и $\sigma = 0,05$ связано, видимо, с вырождением матрицы нормальной системы A^TWA для некоторых выборок при таком уровне разброса.

Следует отметить, что в случае метода минимума χ^2 использовалась универсальная программа поиска экстремума, работающая с сохранением интеграла решения [2]. Именно это послужило причиной равенства интегральных смещений:

$$S_1 \sum_{i=1}^n a_{i1} = -S_2 \sum_{i=1}^n a_{i2}.$$

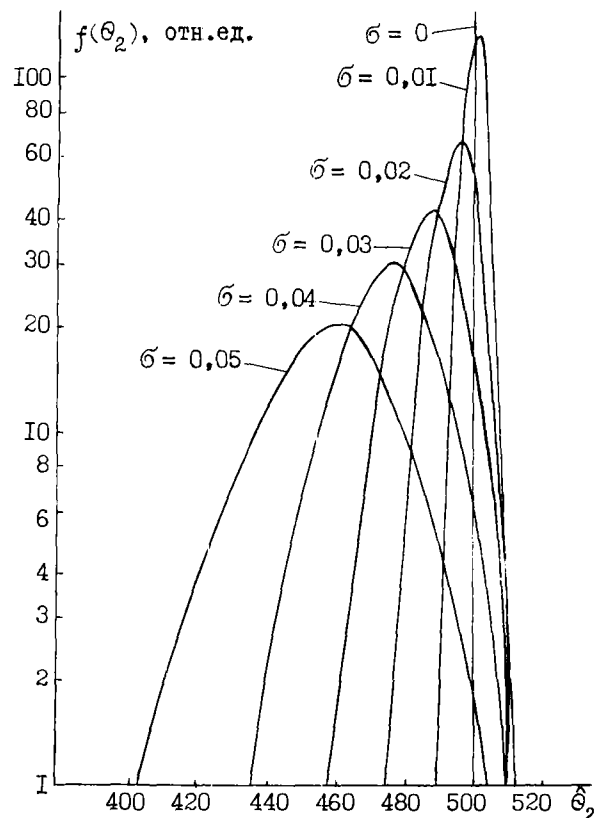
Наглядное представление о поведении распределения $f(\hat{\theta})$ при изменении величины σ дает рисунок.

Расчеты по полной пуассоновской модели. В случае временных спектров статистика y_i в канале гистограммы распределена по закону Пуассона с параметром $M(y_i)$ и переходит в нормальное состояние при $M(y_i) \rightarrow \infty$. Кроме того, в этом случае следует учесть флуктуации начального интеграла, пренебречь которыми можно только в той же асимптотике. В связи с этим представляют интерес поведение оценок параметров кривой распада или другого временного спектра при конечных значениях y_i и отличия по сравнению с нормальной моделью.

Проведена серия расчетов при значениях y_i , приблизительно соответствующих $\sigma = 0,05$ для нормальной модели. При этом непосредственно разрывалась марковская цепь, моделирующая процесс активации. Затем в случайный момент времени мощность активации становилась равной нулю и набиралась статистика распадов в ячейки (значение λ соответствовало $T = 2$). К полученной таким образом гистограмме добавлялась случайная гистограмма фона, и сумма подвергалась обработке по методу наименьших квадратов. Такой расчет требует гораздо больше машинного времени, чем расчет по нормальной модели, поэтому для этого случая гистограммы результатов не приводятся. При этом наблюдались те же дефекты приближенного метода наименьших квадратов, что и для нормальной модели, но значительно резче выраженные: смещение при выбранном уровне разброса оказывалось почти вдвое больше.

Из изложенного можно сделать следующие выводы:

1. В теоретическом плане существование смещения оценок, рассчитанных по приближенным моделям метода наименьших квадратов, не является чем-либо неожиданным. Напротив, было бы удивительно, если бы смещение полностью отсутствовало. Неожиданной представляется очень большая величина смещения, обнаруженного в столь простой и статистически корректной модели. Можно предположить,



Гистограммы выходных результатов модифицированного метода для оценки $\hat{\theta}_2$, аппроксимированные гладкими кривыми

что оценки параметров могут быть смещены на непренебрежимую величину и в любом другом случае, если только используется приближенный метод наименьших квадратов.

2. Применение методов минимума χ^2 и модифицированного может быть продиктовано только стремлением получить сразу наиболее эффективную оценку. Действительно, дисперсия результатов при использовании этих методов меньше, чем по другим формулам линейной оценки (метод моментов, метод наименьших квадратов без масс). Однако результат, который в силу некорректности метода может быть смещенным, причем на неизвестную величину, имеет сомнительную ценность, даже если ему приписана очень высокая точность (малая дисперсия).

3. Путь ликвидации смещения, состоящий в теоретической его оценке и введении поправок, требует очень большой работы даже в самых простых случаях. Поэтому, если не важна эффективность, следует пользоваться методами оценки, состоятельность которых не подлежит сомнению. Вторым этапом может быть обработка по методу наименьших квадратов с одинаковыми для всех имеющихся гистограмм массами, полученными на основе неэффективной, но состоятельной линейной оценки.

Список литературы

1. Идье В. и др. Статистические методы в экспериментальной физике. М., Атомиздат, 1976.
2. Тараско М.З., Шиманский А.А., Максютенко В.П. Препринт ФЭИ-833, Обнинск, 1979.

Статья поступила в редакцию 14 апреля 1980 г.

УДК 539.166 + 539.172.4

КОНСТАНТЫ γ -ИЗЛУЧЕНИЯ РАДИОАКТИВНЫХ ЯДЕР

Б.В. Н е с т е р о в

THE CONSTANTS γ -RADIATION OF RADIOACTIVE NUCLEUSES. This paper is devoted to a consideration of nuclear reactors technological surroundings and neutron activation analysis γ -isotopes: γ -ray energies, yields of γ -lines per 100 disintegrations, half-life periods, neutrons capture cross-section, isotope yields for thermal neutron fissioned ^{235}U and isobaric chains. The most frequently appeared isotopes applied to the reactor conditions, in a neutron activation analysis and at a high resolution gamma-spectrometers calibration are presented in this paper.

ВВЕДЕНИЕ

Широкое распространение методов γ -спектрометрии на АЭС и других ядерно-энергетических установках позволяет оперативно изучать вопрос о составе и уровнях активности технологических сред установки. Такая информация дает возможность судить о процессах, происходящих в различных частях установки.

Технологический контроль за развитием дефектов оболочек твэлов основан на регистрации в теплоносителе группы реперных изотопов продуктов деления и короткоживущих изотопов благородных газов в газовой системе реактора. Этим обуславливается необходимость точных данных о периодах полураспада и выходах продуктов деления. Точность ядерных данных определяет качество физического проектирования активных зон, в частности захват нейтронов осколками деления в тепловых реакторах приводит к необходимости увеличить обогащение и к соответствующему повышению стоимости электроэнергии.

Наиболее простым и оперативным методом анализа выгружаемого топлива является γ -спектрометрия, что подчеркивает необходимость знать спектральный состав и выходы γ -квантов изотопов продуктов деления. Данные о ядерно-физических константах γ -излучающих изотопов, имеющихся в различных справочниках, во многих случаях неполны и не имеют необходимой точности, хотя в последние годы появились справочные материалы достаточно высокого качества [1-6].

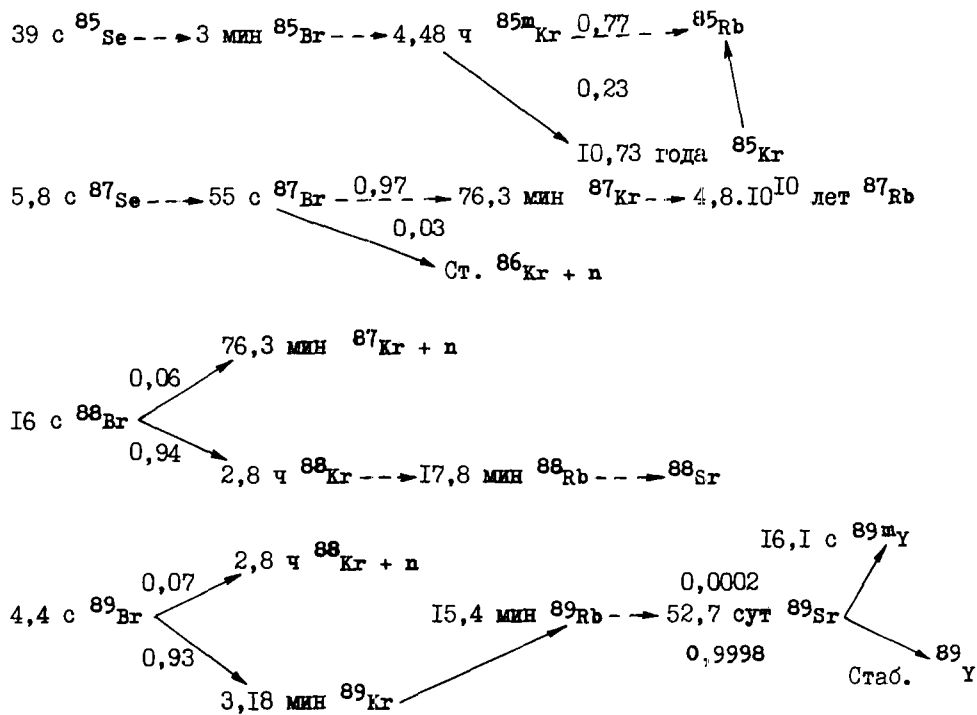
Цель настоящей работы - составление таблиц ядерно-физических характеристик по отдельным γ -излучающим изотопам, в которых приведены данные последних лет по измерению γ -спектров, сечений (n, γ)-реакции, а также данные о выходах осколков при делении ^{235}U на тепловых нейтронах. Часть этих сведений была опубликована в Приложении к сборнику "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы", 1977, вып.27.

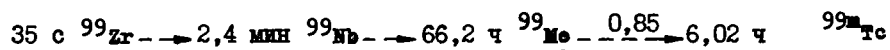
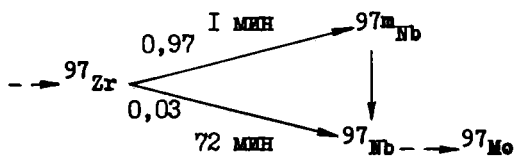
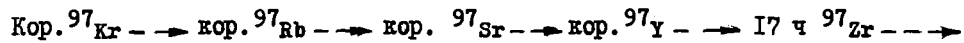
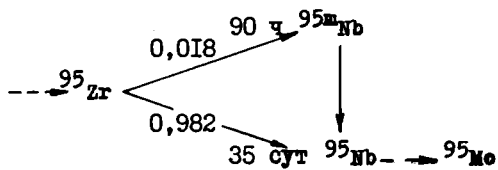
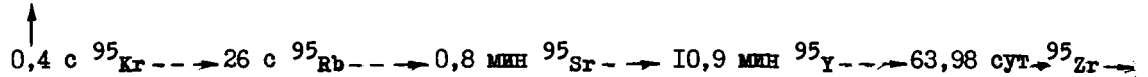
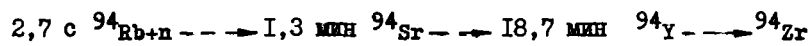
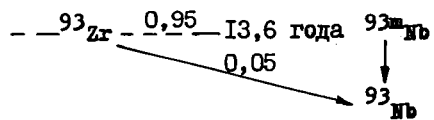
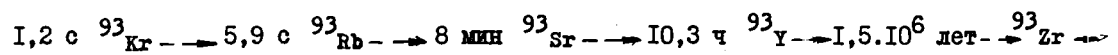
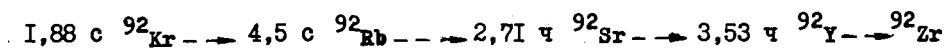
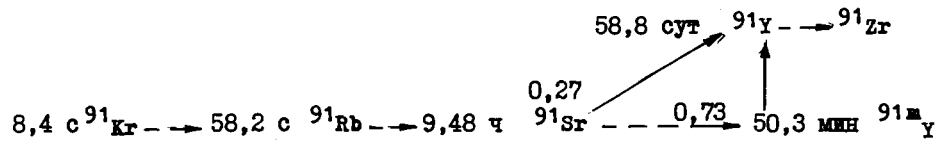
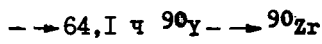
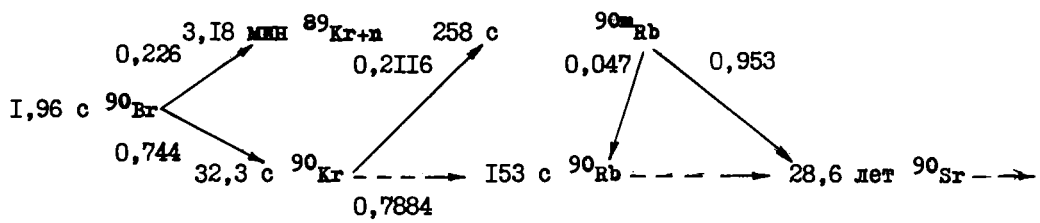
В работе рассматриваются изотопы, постоянно встречающиеся при проведении нейтронно-активационного анализа и в реакторостроении. Критериями отбора изотопов служили: частота обнаружений в анализах; значение изменения уровней активности изотопа; полнота и удобство пользования. В конце статьи приводится список работ, в которых помещена дополнительная информация и по другим изотопам.

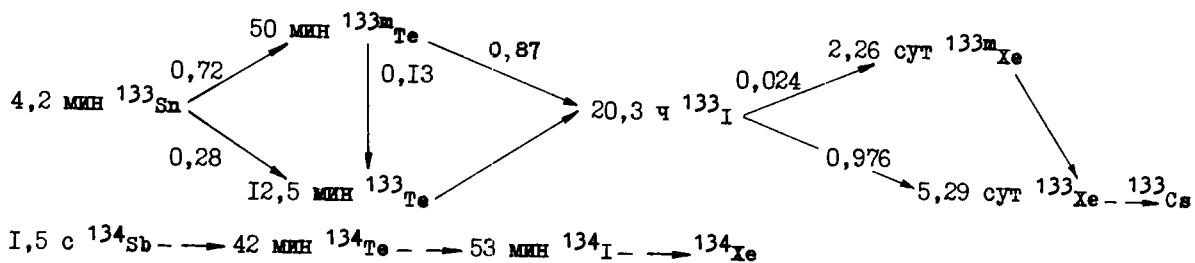
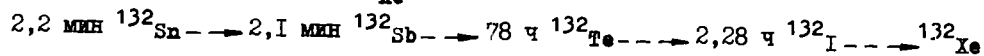
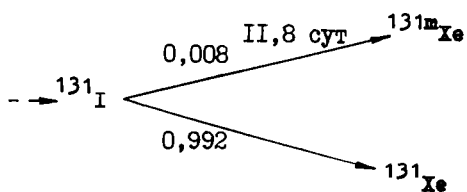
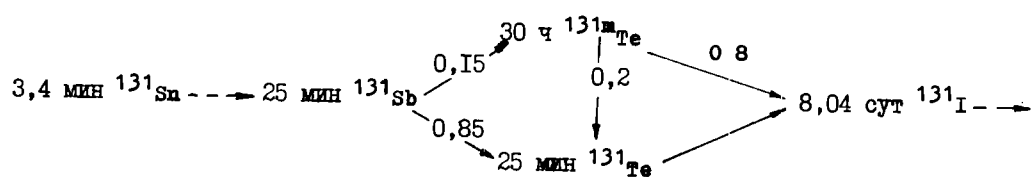
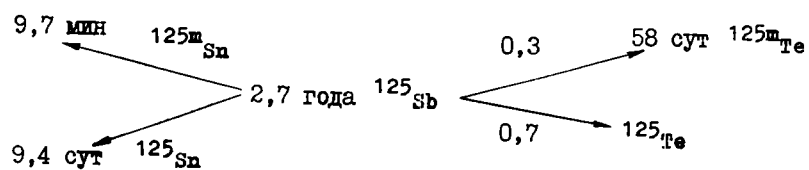
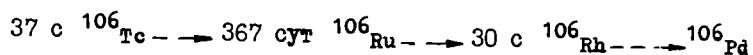
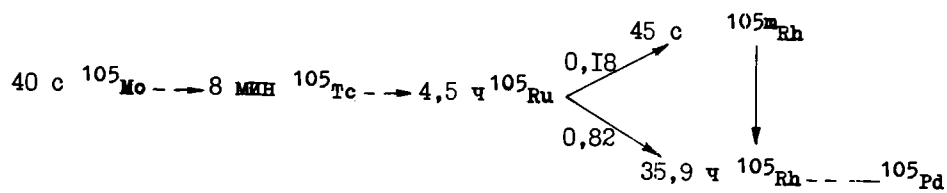
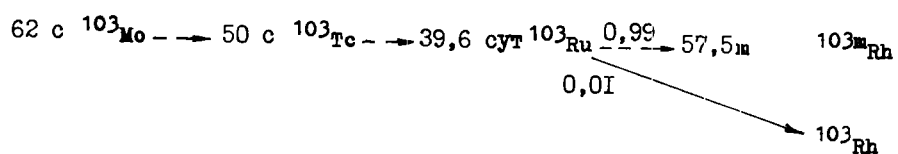
Описание таблиц и изобарных цепочек

Продукты деления образуются из тяжелых ядер, которые имеют избыток нейтронов по сравнению с ядрами средних массовых чисел, поэтому оказываются неустойчивыми, β - и γ -радиоактивными и образуют изобарные цепочки. Далее приведены схемы изобарных цепочек, в которых образуется основная доля изотопов осколочного происхождения, включенных в данную работу (в основном в соответствии с данными работ [3, 7-10]). В цепочках распада указаны значения периодов полураспада нестабильных изотопов, вероятности заселения изомерных состояний. В табл.1 приведены энергии γ -излучающих изотопов. Табл.2 содержит ядерно-физические константы изотопов, размещенных в порядке возрастания атомного номера.

Схемы изобарных цепочек







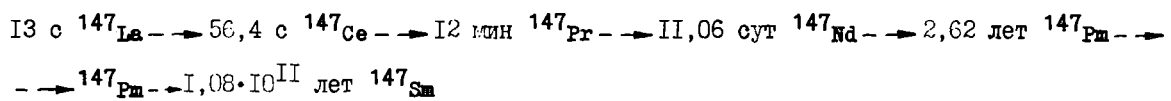
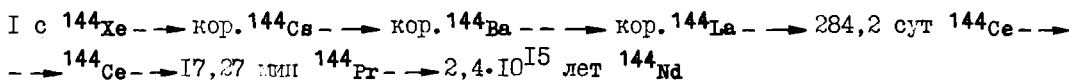
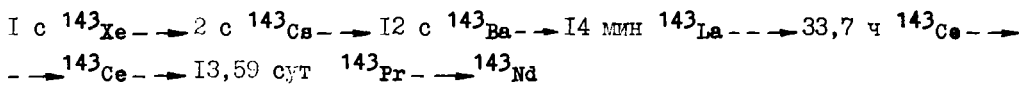
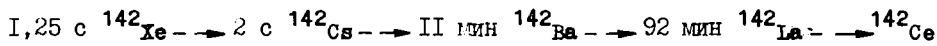
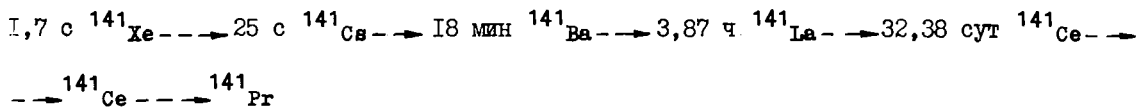
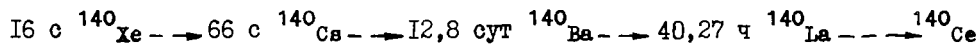
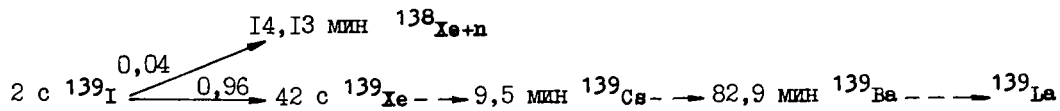
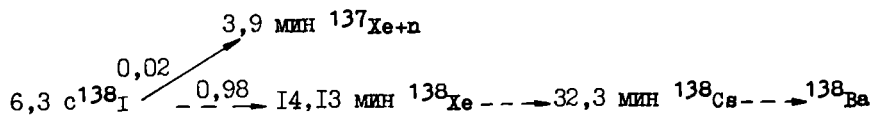
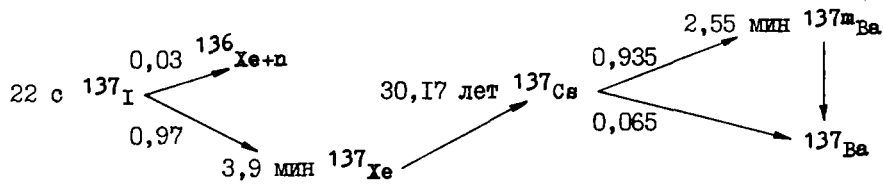
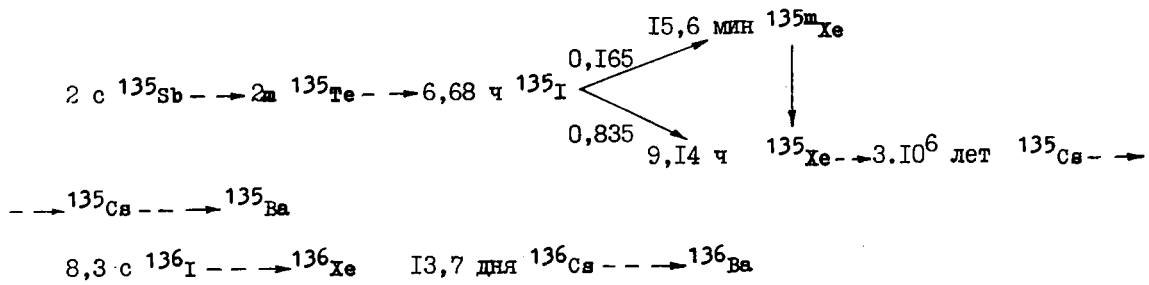


Таблица 1

Константы и параметры излучающих изотопов

Энергия, кэВ	Изотоп	Абсолютная интенсивность, %	Период полураспада	Сечение (n, γ)-реакции, б	Содержание изотопа, %	Кумулятивный выход при делении, %
49,72	^{132}Te	13,9	78 ч	-	-	4,285
51,4	^{104m}Rh	57	4,4 мин	11	100	-
56,28	^{181}W	22	140 сут	10	0,135	-
57,4	^{143}Ce	11,1	33,7 ч	-	-	5,947
57,54	^{181}W	40	140 сут	-	0,135	-
59,54	^{237}U	35,4	6,75 сут	-	-	-
63,5	^{169}Yb	45	31,8 сут	3200	0,14	-
64,83	^{237}U	35,4	6,75 сут	-	-	-
65,2	^{181}W	13	140 сут	-	0,135	-
67	^{181}W	3	140 сут	-	0,135	-
67,2	^{183}Ta	14,5	5 сут	-	-	-
67,750	^{182}Ta	43	115 сут	21	99,98	-
70,32	^{202}Tl	42	12 сут	-	-	-
70,82	^{198}Au	1,38	2,6946 сут	98	100	-
70,82	^{199}Au	13,3	3,15 сут	-	-	-
72,87	^{203}Pb	47	52,1 сут	-	-	-
74,6	^{203}Hg	12,8	46,59 сут	4,9	29,8	-
77,35	^{197}Pt	20	18 ч	0,96	25,4	-
77,65	^{104m}Rh	2,5	4,4 мин	11	100	-
79,45	^{134}Te	20,83	41,8 мин	-	-	7,7
80,12	^{144}Ce	1,5	284,2 сут	-	-	5,484
80,164	^{151}T	2,6	8,04 сут	-	-	2,887
80,2	^{157m}Hg	5,1	23,8 ч	120	0,15	-
80,6	^{166}Ho	5,4	26,9 ч	63	100	-
80,99	^{133}Xe	36,6	5,29 сут	0,05	26,89	6,7
80,998	^{133}Ba	81,01	10,7 года	8,5	0,1	-
81	^{101}Mo	3	14,6 мин	0,2	9,63	-
82,45	^{166}Lu	12	81,5 ч	4700	-	-
82,5	^{203}Pb	16,5	52,1 ч	-	-	-
84,254	^{170}Tm	10	127 сут	106	100	-
84,68	^{182}Ta	2,8	115 сут	21	99,98	-
86,79	^{160}Tb	13,4	72,1 сут	30	100	-
88,1	^{109}Pd	5	13,47 ч	12,26	26,71	-
91,1	^{147}Nd	28,3	11,06 сут	1,3	17,22	2,23
93,4	^{91}Rb	15,6	58,2 с	-	-	5,94

Продолжение табл.1

Энергия, кэВ	Изотоп	Абсолютная интенсивность, %	Период полураспада	Сечение (n,γ)-реакции, б	Содержание изотопа, %	Кумулятивный выход при делении, %
94,66	^{233}Pa	8,43	27,4 сут	-	-	-
97,07	^{237}U	17,5	6,75 сут	-	-	-
97,432	^{153}Gd	30	242 сут	125	0,205	-
98,44	^{233}Pa	13,5	27,4 сут	-	-	-
99,08	^{183}Ta	11,5	5 сут	-	-	-
99,11	$^{104\text{m}}\text{Rh}$	2,6	4,4 мин	11	100	-
99,5	^{239}Np	11	2,35 сут	-	-	-
100,105	^{182}Ta	13,5	115 сут	21	99,98	-
101,07	^{237}U	27,3	6,75 сут	-	-	-
103,18	^{153}Sm	28,2	46,8 ч	210	26,72	-
103,18	^{153}Gd	22,5	242 сут	125	0,205	-
103,7	^{239}Np	18	2,35 сут	-	-	-
106,13	^{239}Np	21,06	2,35 сут	-	-	-
107,932	^{183}Ta	10	5 сут	-	-	-
111	^{233}Pa	4,85	27,4 сут	-	-	-
111,6	^{171}Er	25	7,52 ч	9	14,98	-
112,954	^{177}Lu	6,5	6,74 сут	2100	2,6	-
113,673	^{182}Ta	2,2	115 сут	21	99,98	-
113,94	^{237}U	9,6	6,75 сут	-	-	-
121,115	^{75}Se	16,5	120 сут	30	0,87	-
121,78	^{152}Eu	33,2	12,7 года	5700	47,82	-
123,1	^{154}Eu	40,46	16 лет	390	52,18	-
124,03	^{171}Er	11	7,52 ч	9	14,98	-
125,1	^{101}Mo	3	14,6 мин	0,2	9,63	-
127,4	$^{134\text{m}}\text{Cs}$	13,7	2,91 ч	2,6	100	-
129,53	^{105}Ru	4,8	4,5 ч	0,47	18,58	0,966
130,7	^{169}Yb	11	31,8 сут	3200	0,14	-
133,05	^{181}Hf	41	42,5 сут	12,6	35,4	-
133,56	^{144}Ce	11,2	284,2 сут	-	-	5,484
133,94	$^{197\text{m}}\text{Hg}$	30,2	23,8 ч	120	0,15	-
134,24	^{187}W	10,1	24 ч	38	28,41	-
136	^{75}Se	58	120 сут	30	0,87	-
136,25	^{181}Hf	6,9	42,5 сут	12,6	35,4	-
138,93	^{193}Os	4,1	30 ч	1,6	41	-
140,5	$^{99\text{m}}\text{Tc}$	85	6,02 ч	-	-	5,37
145,44	^{141}Ce	49,3	32,38 сут	0,54	88,48	5,838

Продолжение табл.1

Энергия, кэВ	Изотоп	Абсолютная интенсивность, %	Период полураспада	Сечение (n, γ)-реакции, б	Содержание изотопа, %	Кумулятивный выход при делении, %
149,8	¹³¹ Te	67,7	24,8 мин	-	-	2,83
151,28	^{85m} Kr	74,6	4,482 ч	0,1	56,9	1,31
152,434	¹⁸² Ta	6,8	115 сут	21	99,98	-
154,3	¹³⁸ Xe	5,95	14,13 мин	-	-	6,43
155	¹⁸⁸ Re	21	16,8 ч	75	62,93	-
156,387	¹⁸² Ta	2,75	115 сут	21	99,98	-
158,56	^{117m} Sn	86,4	14 сут	-	-	-
158,370	¹⁹⁹ Au	76,8	3,15 сут	-	-	-
161,34	¹⁸³ Ta	10,2	5 сут	-	-	-
162,32	¹⁸³ Ta	5,5	5 сут	-	-	-
162,9	¹⁴⁰ Ba	6,2	12,8 сут	-	-	6,285
165,8	¹³⁹ Ba	22,6	82,9 мин	0,35	71,66	6,42
165,85	¹³⁹ Ce	81	140 сут	1,115	0,26	-
166	³⁸ Kr	6,8	2,8 ч	-	-	3,58
177	¹⁶⁹ Yb	22	31,8 сут	3200	0,14	-
179,393	¹⁸² Ta	3,17	115 сут	21	99,98	-
181,06	⁹⁹ Yt	6	66,2 ч	0,51	23,78	6,1
189,9	^{114m} In	17,7	50 сут	7,7	4,23	-
190,33	¹⁴¹ Ba	54,3	18 мин	-	-	5,838
191,31	¹⁹⁷ Pt	5,7	18 ч	0,96	25,4	-
192	¹⁰¹ Mo	25	14,6 мин	0,2	9,63	5,04
192,344	⁵⁹ Fe	2,8	44,6 сут	1,23	0,33	-
196,1	⁸⁸ Kr	26,3	2,8 ч	-	-	3,58
197,04	¹⁶⁰ Tb	5,5	72,1 сут	30	100	-
197,4	¹⁹ O	97	28,91 с	2,1·10 ⁻⁴	0,2	-
197,8	¹⁶⁹ Yb	40	31,8 сут	3200	0,14	-
198,356	¹⁸² Ta	1,5	115 сут	21	99,98	-
202,5	^{90m} Y	96,5	319 ч	0,001	100	-
205,81	¹⁹² Ir	3,3	74,2 сут	910	38,5	-
207,95	²³⁷ U	23,4	6,75 сут	-	-	-
208,196	¹⁹⁹ Au	16,6	3,15 сут	-	-	-
208,362	¹⁷⁷ Lu	11	6,74 сут	2100	2,6	-
209,86	¹⁸³ Ta	4,3	5 сут	-	-	-
211,03	⁷⁷ Ge	29	13 ч	0,1	7,76	-
215,51	⁷⁷ Ge	26	13 ч	0,1	7,76	-
215,62	¹⁶⁰ Tb	4	72,1 сут	30	100	-

Продолжение табл.1

Энергия, кэВ	Изотоп	Абсолютная интенсивность, %	Период полураспада	Сечение (п,р)-реакции, б	Содержание изотопа, %	Кумулятивный выход при делении, %
220,47	^{134}Te	22,4	41,8 мин	-	-	7,7
220,9	^{89}Kr	22,5	3,18 мин	-	-	4,73
222,11	^{182}Ta	7,7	115 сут	21	99,98	-
228,16	^{132}Te	85	78 ч	-	-	4,285
228,19	^{239}Np	9,5	2,35 сут	-	-	-
229,322	^{182}Ta	3,4	115 сут	21	99,98	-
231,52	^{142}Ba	17,14	10,7 мин	-	-	5,83
233,0	$^{133\text{m}}\text{Xe}$	14	2,26 сут	0,56	26,89	0,19
244,26	^{183}Ta	8,7	5 сут	-	-	-
244,70	^{152}Eu	7,2	12,7 года	5700	47,82	-
246,06	^{183}Ta	25,9	5 сут	-	-	-
248,04	^{154}Eu	6,6	16 лет	390	52,18	-
249,65	^{135}Xe	92	9,14 ч	0,23	10,4	6,55
255	^{113}Sn	2,07	115 сут	1,2	0,95	-
255,12	^{142}Ba	30	10,7 мин	-	-	5,8
258,6	^{138}Xe	32,5	14,13 мин	-	-	6,43
262,84	^{105}Ru	6,55	4,5 ч	0,47	18,58	0,966
264,072	^{182}Ta	3,5	115 сут	21	99,98	-
264,45	^{77}Ge	50	13 ч	0,1	7,76	-
264,651	^{75}Se	59,1	120 сут	30	0,87	-
267,05	^{93}Y	6,4	10,3 ч	-	-	6,39
273,76	^{136}Cs	12,5	13,7 сут	-	-	0,0053
276,397	^{133}Ba	7,5	10,7 года	8,5	0,1	-
276,95	^{141}Ba	23,3	18 мин	-	-	5,838
277,6	^{239}Np	12,1	2,35 сут	-	-	-
278	^{134}Te	21,75	41,8 мин	-	-	7,7
278,9	$^{197\text{m}}\text{Hg}$	4,55	23,8 ч	120	0,15	-
279,18	^{203}Pb	80,8	52,1 ч	-	-	-
279,188	^{203}Hg	81,5	46,59 сут	4,9	29,8	-
279,528	^{75}Se	25	120 сут	30	0,87	-
280,5	^{193}Os	1,24	30 ч	1,6	41	-
284,31	^{131}I	5,8	8,04 сут	-	-	2,987
288,38	^{135}I	3,2	6,68 ч	-	-	6,45
289,3	$^{204\text{m}}\text{Pb}$	0,66	66,9 мин	-	-	-
291,724	^{183}Ta	3,8	5 сут	-	-	-
293,3	^{143}Ce	46,5	33,7 ч	-	-	5,947

Продолжение табл.1

Энергия, кэВ	Изотоп	Абсолютная интенсивность, %	Период полураспада	Сечение (n, γ)-реакции, б	Содержание изотопа, %	Кумулятивный выход при делении, %
293,62	¹⁹⁴ Ir	2,9	19,15 ч	110	62,7	-
295,9	¹⁷¹ Er	28	7,52 ч	-	-	-
295,949	¹⁹² Ir	29,2	74,2 сут	910	38,5	-
298,572	¹⁶⁰ Tb	28	72,1 сут	-	-	-
300,11	²³³ Pa	6,6	27,4 сут	-	-	-
302,851	¹³³ Ba	19,6	10,7 года	8,5	0,1	-
304,18	¹⁴¹ Ba	25,2	18 мин	-	-	5,838
304,47	^{85m} Kr	14,5	4,483 ч	0,1	56,9	1,31
304,82	¹⁴⁰ Ba	4,5	12,8 сут	-	-	6,285
306,8	¹⁰¹ Tc	91	14 мин	-	-	-
308,3	¹⁷¹ Er	63	7,52 ч	-	-	-
308,445	¹⁹² Ir	30,6	74,2 сут	910	38,5	-
311,9	²³³ Pa	38	27,4 сут	-	-	-
313,13	¹⁸³ Ta	7,1	5 сут	-	-	-
316,497	¹⁹² Ir	85,8	74,2 сут	910	38,5	-
316,5	¹⁰⁵ Ru	10,2	4,5 ч	0,47	18,58	0,966
319,4	¹⁴⁷ Nd	2,2	11,06 сут	1,3	17,22	2,23
320	⁵¹ Ti	95	5,79 мин	-	-	-
320,078	⁵¹ Cr	9,8	27,8 сут	1,6	4,31	-
321,6	¹⁹³ Os	1,32	30 ч	1,6	41	-
328,54	¹⁹⁴ Ir	13	19,54 ч	110	62,7	-
328,75	¹⁴⁰ La	21,3	40,27 ч	0,55	99,91	6,285
334	¹⁰¹ Mo	7	14,6 мин	0,2	9,63	-
336,25	^{115m} In	48,2	4,5 ч	-	-	-
340,47	²³³ Pa	4,43	27,4 сут	-	-	-
340,6	¹³⁶ Cs	44,5	13,7 сут	-	-	0,0053
343,66	¹⁴¹ Ba	14,2	18 мин	-	-	5,838
344,27	¹⁵² Eu	31,4	12,7 года	5700	47,82	-
345,6	⁹¹ Rb	5,3	58,2 с	-	-	5,94
345,85	¹⁸¹ Hf	12	42,5 сут	12,6	35,4	-
353,999	¹⁸³ Ta	11,2	5 сут	-	-	-
355,39	⁹⁷ Zr	2,3	17 ч	-	-	6,33
356,005	¹³³ Ba	67	10,7 года	8,5	0,1	-
356,3	⁸⁹ Kr	4,7	3,18 мин	-	-	4,73
358	¹⁰⁴ Tc	90,33	18,2 мин	-	-	1,82
362,6	⁸⁸ Kr	3	2,8 ч	-	-	3,58

Продолжение табл.1

Энергия, кэВ	Изотоп	Абсолютная интенсив- ность, %	Период полураспада	Сечение (σ , σ')- реакции, б	Содержание изотопа, %	Кумулятивный выход при делении, %
363,56	^{159}Gd	11,2	18 ч	3,5	24,87	-
364,49	^{131}I	82,4	8,04 сут	-	-	2,887
366,5	^{65}Ni	4,8	2,544 ч	1,52	1,08	-
367,49	^{77}Ge	14,3	13 ч	0,1	7,76	-
371,6	^{166}Dy	0,5	81,5 ч	-	-	-
374,4	^{192}Ir	7,7	74,2 сут	910	38,5	-
374,7	$^{204\text{m}}\text{Pb}$	89,4	66,9 мин	-	-	-
383,851	^{133}Ba	9,4	10,7 года	8,5	0,1	-
387,48	^{193}Os	1,2	30 ч	1,6	41	-
388,41	$^{87\text{m}}\text{Sr}$	83	2,806 ч	0,8	9,96	-
391,688	^{113}Sn	64,17	115 сут	1,2	0,95	-
393,36	^{105}Ru	3,9	4,5 ч	0,47	18,58	0,966
400,646	^{75}Se	12	120 сут	30	0,87	-
401,315	^{203}Pb	3,8	52,1 ч	-	-	-
402,7	^{87}Kr	48,3	76,31 мин	0,06	17,37	2,5
411,794	^{198}Au	95,5	2,6946 сут	98,8	100	-
416,35	^{77}Ge	24	13 ч	-	-	-
416,4	^{192}Ir	6,9	74,2 сут	-	-	-
425,8	^{166}Dy	0,5	81,5 ч	-	-	-
427,95	^{125}Sb	30	2,7 года	-	-	0,0294
430,7	^{92}Sr	3,3	2,71 ч	-	-	5,914
434,2	^{138}Xe	20,5	14,13 мин	-	-	6,43
438,9	$^{69\text{m}}\text{Zn}$	100	13,8 ч	-	-	-
439	^{23}Ne	33	37,6 с	-	-	-
439,58	^{202}Tl	95	12 сут	-	-	-
439,8	^{147}Nd	1,2	11,06 сут	1,3	17,22	2,23
442,89	^{128}I	17,5	25 мин	6,2	100	-
448,5	^{92}Y	2,5	3,53 ч	-	-	-
452,4	^{131}Te	18	24,8 мин	-	-	2,83
455,45	^{137}Xe	31,8	3,83 мин	-	-	6,075
457,59	^{141}Ba	4,8	18 мин	-	-	5,838
459,5	^{129}Te	7,14	69,6 мин	0,155	31,79	-
460,5	^{193}Os	3,92	30 ч	1,6	41	-
462,8	^{138}Cs	30,75	32,3 мин	-	-	6,68
463,4	^{125}Sb	10	2,7 года	-	-	0,0294
468,062	^{192}Ir	50,5	74,2 сут	910	38,5	-

Продолжение табл.1

Энергия, кэВ	Изотоп	Абсолютная интенсив- ность, %	Период полураспада	Сечение (σ , σ')- реакции, б	Содержание изотопа, %	Кумулятивный выход при делении, %
469,38	^{105}Ru	17,5	4,5 ч	0,47	18,58	0,966
477,593	^7Be	10,3	53,3 сут	-	-	-
478	^{188}Re	1,35	16;8 ч	75	62,93	-
479,48	^{187}W	26,6	24 ч	38	28,41	-
482,06	^{181}Hf	83	42,5 сут	12,6	35,4	-
482,5	$^{90\text{m}}\text{Y}$	90	3,19 ч	0,001	100	-
487,03	^{140}La	45,7	40,27 ч	0,55	99,91	6,285
487,4	^{129}Te	1,36	69,6 мин	0,155	31,79	-
488,9	^{47}Ca	7	4,54 сут	-	-	-
492,29	^{115}Cd	8,1	53,5 ч	0,3	28,86	-
492,8	^{131}Te	5,1	24,8 мин	-	-	2,83
496,9	^{103}Ru	90	39,6 сут	1,23	31,61	3,04
497,3	$^{115\text{m}}\text{In}$	0,05	4,5 ч	-	-	-
497,5	^{89}Kr	7,5	3,18 мин	-	-	4,73
499,28	^{105}Ru	2,3	4,5 ч	0,47	18,58	0,966
506	^{101}Mo	15	16,4 мин	0,2	9,63	-
507,63	^{97}Zr	5,1	17 ч	-	-	5,919
511	^{15}O	199,8	20,5 мин	-	-	-
511	^{18}F	193,4	1,83 ч	-	-	-
511	^{22}Na	181,08	2,6 года	-	-	-
511,8	^{106}Ru	20,5	367 сут	-	-	0,39
513,98	^{85}Kr	0,43	10,73 года	0,065	56,9	0,285
522,65	^{132}I	16,5	2,28 ч	-	-	4,3
526,54	^{135}I	16,4	6,68 ч	-	-	6,3
526,62	^{128}I	1,68	25 мин	6,2	100	-
526,8	$^{135\text{m}}\text{Xe}$	80	15,6 мин	5	10,4	1,1
527,86	^{115}Cd	27,8	53,5 ч	0,3	28,86	-
529,9	^{133}I	89	20,3 ч	-	-	6,72
530,3	^{104}Tc	15,7	18,2 мин	-	-	1,82
531	^{147}Nd	13,5	11,06 сут	1,3	17,22	2,23
535,1	^{104}Tc	13,4	18,2 мин	-	-	1,82
537,38	^{140}Ba	23,8	12,8 сут	-	-	6,285
540,8	^{134}I	8,6	53 мин	-	-	7,7
544,80	^{101}Tc	6,1	14 мин	-	-	-
546,59	^{135}I	6,4	6,68 ч	-	-	6,3
547	^{138}Cs	10,82	32,3 мин	-	-	6,68

Продолжение табл.1

Энергия, кэВ	Изотоп	Абсолютная интенсивность, %	Период полураспада	Сечение (п, n)-реакции, б	Содержание изотопа, %	Кумулятивный выход при делении, %
551,3	⁹⁴ Y	4,82	18,7 мин	-	-	6,41
551,47	¹⁸⁷ W	6	24 ч	38	28,41	-
554,34	⁸² Br	72,5	35,4 ч	3,26	49,46	-
555,57	⁹¹ Sr	56	9,48 ч	-	-	5,94
555,63	^{91m} Y	95,4	50,3 мин	-	-	-
557,7	⁷⁷ Ge	17	13 ч	0,1	7,76	-
558,27	^{114m} In	3,53	50 сут	7,7	4,23	-
559,47	⁷⁶ As	41	26,3 ч	4,3	100	-
561,1	⁹² Y	2,6	3,53 ч	-	-	-
564,08	¹²² Sb	63	2,72 сут	-	-	-
566	¹³⁴ Te	19,3	41,8 мин	-	-	7,7
569,33	¹³⁴ Cs	15,8	2,046 года	30	100	-
569,698	²⁰⁷ Bi	98	30,2 года	-	-	-
577,2	⁸⁹ Kr	6,3	3,18 мин	-	-	4,73
585,8	⁸⁹ Kr	18,6	3,18 мин	-	-	4,73
590,8	¹⁰¹ Mo	20	14,6 мин	0,2	9,63	5
591,7	¹⁵⁴ Eu	4,6	16 лет	390	52,18	-
595,4	¹³⁴ I	11,2	53 мин	-	-	-
600,56	¹²⁵ Sb	18	2,7 года	-	-	0,0294
602,2	¹³¹ Te	4,8	24,8 мин	-	-	2,83
602,71	¹²⁴ Sb	98	60,2 сут	3,45	42,8	-
604,4	¹⁹² Ir	8,9	74,2 сут	910	38,5	-
604,7	¹³⁴ Cs	98	2,046 года	30	100	-
606,68	¹²⁵ Sb	2,71	2,7 года	-	-	0,0294
608,6	¹³⁵ Xe	2,4	9,14 ч	0,23	10,4	6,55
610,2	¹⁰³ Ru	5,5	39,6 сут	1,23	31,61	3,04
617	⁸⁰ Br	7,2	17,6 мин	-	-	-
618,22	¹⁸⁷ W	7,4	24 ч	38	28,41	-
619,1	⁸² Br	39,6	35,4 ч	3,26	49,46	-
621,75	¹³⁴ I	10,9	53 мин	-	-	7,7
621,8	¹⁰⁶ Ru	9,8	367 сут	-	-	0,39
626,6	¹³⁹ Cs	5	9,76 мин	-	-	6,42
629,9	⁷² Ga	25,5	14,1 ч	5	39,6	-
630,22	¹³² I	14,1	2,28 ч	-	-	4,3
632,3	⁷⁷ Ge	9,2	13,0 ч	0,1	7,76	-
633	¹⁸⁸ Re	1,9	16,8 ч	75	62,93	-

Продолжение табл.1

Энергия, кэВ	Изотоп	Абсолютная интенсивность, %	Период полураспада	Сечение (п,γ)-реакции, б	Содержание изотопа, %	Кумулятивный выход при делении, %
635,9	¹²⁵ Sb	11,2	2,7 года	-	-	0,0294
637	¹³¹ I	6,9	8,04 сут	-	-	2,887
641,17	¹⁴² La	48,9	92 мин	-	-	5,8
645,32	¹⁹⁴ Ir	1,16	19,15 ч	110	62,7	-
645,84	¹²⁴ Sb	7,2	60,2 сут	3,45	42,8	-
647,88	¹⁴¹ Ba	5,61	18 мин	-	-	5,838
652,9	⁹¹ Sr	11,4	9,48 ч	-	-	5,94
657,2	⁷⁶ As	5,7	26,3 ч	4,3	100	-
657,71	⁸⁹ Rb	11	15,4 мин	-	-	4,84
657,72	^{110m} Ag	94	250,4 сут	3,2	48,65	-
657,92	⁹⁷ Nb	98,2	72 мин	-	-	-
661,638	¹³⁷ Cs	84,62	30 лет	-	-	6,23
664	¹⁴³ Ce	5	33,7 ч	-	-	5,947
665,7	⁸⁰ Br	1,1	17,6 мин	8,5	50,54	-
667,69	¹³² I	100	2,28 ч	-	-	4,3
667,8	¹³² Te	6	78 ч	-	-	4,285
676,32	¹⁰⁵ Ru	15	4,5 ч	0,47	18,58	0,966
677,34	¹³⁴ I	8,2	53 мин	-	-	7,7
677,59	^{110m} Ag	11,5	250,4 сут	3,2	48,65	-
685,7	¹⁸⁷ W	32	24 ч	38	28,41	-
686,96	^{110m} Ag	6,8	250,4 сут	3,2	48,65	-
692,76	¹²² Sb	3,27	2,72 сут	6,2	57,25	-
695,5	¹⁰¹ Mo	11	14,6 мин	0,2	9,63	-
698,36	⁸² Br	28	35,4 ч	3,26	49,46	-
706,6	^{110m} Ag	16	250,4 сут	3,2	48,65	-
714,1	⁷⁷ Ge	7,9	13 ч	0,1	7,76	-
722	¹⁴³ Ce	4,5	33,7 ч	-	-	5,947
722,78	¹²⁴ Sb	10,8	60,2 сут	3,45	42,8	-
723,3	¹⁵⁴ Tu	19,1	16 лет	390	52,18	-
724,184	⁹⁵ Zr	43	63,98 сут	0,075	17,4	6,497
724,2	¹⁰⁵ Ru	44	4,5 ч	0,47	18,58	0,966
725,21	^{114m} In	3,5	50 сут	7,7	4,23	-
732,4	¹³⁹ Cs	3,1	9,76 мин	-	-	6,42
739,1	¹⁴¹ Ba	4,3	18 мин	-	-	5,838
739,7	⁹⁹ Mo	13	66,2 ч	0,51	23,78	6,1
743,36	⁹⁷ Zr	94	17 ч	-	-	5,919

Продолжение табл.1

Энергия, кэВ	Изотоп	Абсолютная интенсивность, %	Период полураспада	Сечение (n, γ)-реакции, б	Содержание изотопа, %	Кумулятивный выход при делении, %
743,37	^{97m}Nb	98	1 мин	-	-	5,73
749,7	^{91}Sr	24	9,48 ч	-	-	5,94
756,7	^{154}Eu	4,1	16 лет	390	52,18	-
756,715	^{95}Zr	54	63,98 сут	0,075	17,4	6,497
763,92	^{110m}Ag	22	250,4 сут	3,2	48,65	-
765,786	^{95}Nb	99,8	35,045 сут	-	-	6,497
767,2	^{134}Te	30,63	41,8 мин	-	-	7,7
772,61	^{132}I	78	2,28 ч	-	-	4,3
772,84	^{187}W	4,8	24 ч	38	28,41	-
776,5	^{82}Br	83,2	35,4 ч	3,26	49,46	-
778,2	^{99}Mo	4,7	66,2 ч	0,51	23,78	6,1
778,85	^{152}Eu	15,2	12,7 лет	5700	47,82	-
795,79	^{134}Cs	89	2,046 года	30	100	-
801,87	^{134}Cs	9,5	2,046 года	30	100	-
807,8	^{47}Ca	7,4	4,54 сут	-	-	-
810,757	^{58}Co	99,44	71,3 сут	-	-	-
812,2	^{132}I	5,8	2,28 ч	-	-	4,3
815,8	^{140}La	23,6	40,27 ч	0,55	99,91	6,285
817,995	^{110m}Ag	7,2	250,4 сут	3,2	48,65	-
818,48	^{136}Cs	100	13,7 сут	-	-	0,0053
827,79	^{82}Br	24,2	35,4 ч	3,26	49,46	-
831,69	^{90}Rb	32,5	2,55 мин	-	-	4,82
833,95	^{72}Ga	100	14,1 ч	5	39,6	-
834,8	^{88}Kr	13	2,8 ч	-	-	3,58
834,827	^{54}Mn	100	312,5 сут	-	-	-
836,88	^{135}I	8	6,68 ч	-	-	6,3
843,76	^{27}Mg	72	9,48 мин	0,03	11,17	-
845,6	^{87}Kr	7,25	76,31 мин	0,06	17,37	2,5
846,6	^{56}Mn	99	2,576 ч	13,3	100	-
847,03	^{134}I	96	53 мин	-	-	7,7
867,86	^{140}La	5,6	40,27 ч	0,55	99,91	6,285
871,1	^{94m}Nb	0,2	6,29 мин	1	100	-
873,2	^{154}Eu	11,3	16 лет	390	52,18	-
875,54	^{133}I	4,4	20,3 ч	-	-	6,7
879,31	^{160}Tb	30	72,1 сут	30	100	-
884,08	^{134}I	66	53 мин	-	-	7,7

Продолжение табл.1

Энергия, кэВ	Изотоп	Абсолютная интенсивность, %	Период полураспада	Сечение (n,γ)-реакции, б	Содержание изотопа, %	Кумулятивный выход при делении, %
884,33	¹⁰⁴ Tc	11,6	18,2 мин	-	-	1,82
884,655	^{110m} Ag	74	250,4 сут	3,2	48,65	-
889,258	⁴⁶ Sc	100	83,9 сут	23	100	-
894,2	⁷² Ga	10,3	14,1 ч	5	39,6	-
894,85	¹⁴² La	8,5	92 мин	-	-	5,8
894,9	¹⁴² Ba	18,4	10,7 мин	-	-	5,8
898,02	⁸⁸ Rb	15	17,8 мин	0,12	27,8	3,64
898,04	⁸⁸ Y	93	107 сут	-	-	-
898,9	^{204m} Pb	99,2	66,9 мин	-	-	-
911,4	^{204m} Pb	96,5	66,9 мин	-	-	-
919,2	⁹⁴ Y	56	18,7 мин	-	-	6,41
928,5	⁵¹ Ti	5	5,79 мин	0,14	5,34	-
930,4	¹⁵⁸ Re	0,79	16,8 ч	75	62,93	-
934,5	¹¹² I	14	3,53 ч	-	-	-
937,445	^{110a} Ag	34	250,4 сут	3,2	48,65	-
938,87	¹⁹⁴ Ir	0,65	19,15 ч	110	62,7	-
947,69	⁸⁹ Rb	10,2	15,4 мин	-	-	4,84
953,3	⁹² Sr	3,5	2,71 ч	-	-	5,914
954,55	¹³² I	18,5	2,28 ч	-	-	4,3
962,46	¹⁶⁰ Tb	10	72,1 сут	30	100	-
964	¹⁵² Eu	17,3	12,7 года	5700	47,82	-
966,17	¹⁶⁰ Tb	25,5	72,1 сут	30	100	-
983,3	⁴⁸ Sc	100	1,82 сут	-	-	-
996,3	¹⁵⁴ Eu	10,7	16 лет	390	52,18	-
1004,8	¹⁵⁴ Eu	17,6	16 лет	390	52,18	-
1009,78	¹³⁸ Cs	29,8	32,3 мин	-	-	6,68
1012,4	¹⁰¹ Mo	25	14,6 мин	0,2	9,63	-
1014,4	²⁷ Mg	28	9,48 мин	0,03	11,17	-
1024,26	⁹¹ Sr	34	9,48 ч	-	-	5,94
1031,88	⁸⁹ Rb	64,1	15,4 мин	-	-	4,84
1037,4	⁴⁸ Sc	98	1,82 сут	-	-	-
1038,81	¹³⁵ I	9,7	6,68 ч	-	-	6,33
1044	⁸² Br	28	35,4 ч	3,26	49,46	-
1048,1	¹³⁶ Cs	80,5	13,7 сут	-	-	0,0053
1050,1	¹⁰⁶ Ru	1,45	367 сут	-	-	0,39
1050,7	⁷² Ga	7,24	14,1 ч	5	39,6	-

Продолжение табл.1

Энергия, кэВ	Изотоп	Абсолютная интенсив- ность, %	Период полураспада	Сечение (σ , σ')- реакции, б	Содержание изотопа, %	Кумулятивный выход при делении, %
1060,7	^{90}Rb	7,77	2,55 мин	-	-	4,82
1063,62	^{207}Bi	77	30,2 года	-	-	-
1072,53	^{134}I	14,3	53 мин	-	-	7,7
1078,76	^{86}Rb	8,8	18,6 сут	-	-	-
1085	^{77}Ge	6,4	13 ч	0,1	7,76	-
1085,8	^{152}Eu	10	12,7 года	5700	47,82	-
1099,224	^{59}Fe	56	44,6 сут	1,23	0,33	-
1107,4	^{139}Cs	13,6	9,76 мин	-	-	6,42
1112,05	^{152}Eu	16,4	12,7 года	5700	47,82	-
1115,45	^{65}Ni	15,2	2,544 ч	1,52	1,08	-
1115,518	^{65}Zn	49,8	244 сут	0,82	48,9	-
1120,516	^{46}Sc	100	83,9 сут	23	100	-
1121,272	^{182}Ta	36	115 сут	21	99,98	-
1131,57	^{135}I	27,6	6,68 ч	-	-	6,3
1139,3	^{94}Y	5,94	18,7 мин	-	-	6,41
1147,4	^{131}Te	5,7	24,8 мин	-	-	2,83
1147,95	^{97}Zr	2,7	14 ч	-	-	6,33
1173,208	^{60}Co	99,9	5,272 года	37	100	-
1177,934	^{160}Tb	15,5	72,1 сут	30	100	-
1189,022	^{182}Ta	16,7	115 сут	21	99,98	-
1197,47	^{141}Ba	4,6	18 мин	-	-	5,838
1199,92	^{160}Tb	2,5	72,1 сут	30	100	-
1204,06	^{142}Ba	23	10,7 мин	-	-	5,8
1204,9	^{91}Y	0,3	58,91 сут	-	-	-
1216,25	^{76}As	4	26,3 ч	4,3	100	-
1221,376	^{182}Ta	28,4	115 сут	21	99,98	-
1230,989	^{182}Ta	12	115 сут	21	99,98	-
1235,41	^{136}Cs	18,7	13,7 сут	-	-	0,0053
1248,1	^{89}Rb	46,7	15,4 мин	-	-	4,84
1260,5	^{135}I	35	6,68 ч	-	-	6,3
1266,2	^{31}Si	0,07	2,62 ч	0,11	3,05	-
1271,85	^{160}Tb	7,72	72,1 сут	30	100	-
1274,511	^{22}Na	99,95	2,6 года	-	-	-
1274,8	^{154}Eu	33,6	16 лет	390	52,18	-
1284	^{139}Cs	8,8	9,76 мин	-	-	6,42
1291,564	^{59}Fe	44	44,6 сут	1,23	0,33	-

Продолжение табл.1

Энергия, кэВ	Изотоп	Абсолютная интенсив- ность, %	Период пелураспада	Сечение (n, p)- реакции, б	Содержание изотопа, %	Кумулятивный выход при делении, %
1293,6	⁴¹ Ar	99,12	1,83 ч	0,65	99,6	-
1296,8	⁴⁷ Ca	75	4,54 сут	-	-	-
1298,4	¹³³ I	2,24	20,3 ч	-	-	6,7
1300,2	^{114m} In	0,18	50 сут	7,7	4,23	-
1311,7	⁴⁸ Sc	100	1,82 сут	-	-	-
1312,17	¹⁶⁰ Tb	3	72,1 сут	30	100	-
1332,503	⁶⁰ Co	100	5,272 года	37	100	-
1345,76	⁶⁴ Cu	0,48	12,8 ч	4,5	69,1	-
1368,5	⁷⁷ Ce	2,7	13 ч	0,1	7,76	-
1368,526	²⁴ Na	100	15,03 ч	0,53	100	-
1375,6	¹⁹ O	59	28,91 ч	$2,1 \cdot 10^{-4}$	0,2	-
1379,8	¹⁶⁶ Ho	0,9	26,9 ч	63	100	-
1383,94	⁹² Sr	90	2,71 ч	-	-	5,914
1384,23	^{110m} Ag	26	250,4 сут	3,2	48,65	-
1398,57	¹³² I	7,3	2,28 ч	-	-	4,3
1405,4	⁹² Y	4,8	3,53 ч	-	-	-
1407,92	¹⁵² Eu	24,3	12,7 года	5700	47,82	-
1434,2	⁵² V	100	3,75 мин	4,8	99,76	-
1435,86	¹³⁸ Cs	76,3	32,3 мин	-	-	6,68
1457,61	¹³⁵ I	10,5	6,68 ч	-	-	6,3
1460,75	⁴⁰ K	11	$1,27 \cdot 10^9$ лет	-	-	-
1464	⁷² Ga	3,7	14,1 ч	5	39,6	-
1472,76	⁸⁹ Kr	7,7	3,18 мин	-	-	4,73
1481,7	⁶⁵ Ni	25,4	2,5444 ч	1,52	1,08	-
1504,98	^{110m} Ag	14	250,4 сут	3,2	48,65	-
1524,7	⁴² K	17,9	12,36 ч	1,3	6,88	-
1529,8	⁸⁸ Kr	10,9	2,8 ч	-	-	3,58
1532,7	¹⁰⁴ Mo	11	14,6 мин	0,2	9,63	-
1533,4	⁸⁹ Kr	5,8	3,18 мин	-	-	4,73
1575,9	¹⁴² Pr	3,7	19,2 ч	10	100	-
1596,217	¹⁴⁰ La	96	40,27 ч	0,55	99,91	6,285
1596,8	⁷² Ga	4,43	14,1 ч	5	39,6	-
1640	²³ Ne	0,9	37,6 с	0,036	8,82	-
1642,4	³⁸ Cl	32,8	37,3 мин	0,43	24,47	-
1678,26	¹³⁵ I	11,65	6,68 ч	-	-	6,3
1691,072	¹²⁴ Sb	50	60,2 сут	3,45	42,8	-

Окончание табл.1

Энергия, кэВ	Изотоп	Абсолютная интенсив- ность, %	Период полураспада	Сечение (п,р)- реакции, б	Содержание изотопа, %	Кумулятивный выход при делении, %
1691,6	⁸⁹ Kr	4,9	3,18 мин	-	-	4,73
1706,7	¹³⁵ I	4,9	6,68 ч	-	-	6,3
1760,7	⁹⁰ Y	0,02	64,1 ч	1,26	100	-
1768	¹³⁸ Xe	16,6	14,13 мин	-	-	6,43
1769,71	²⁰⁷ Bi	7	30,2 года	-	-	-
1778,8	²⁸ Al	100	2,31 мин	0,232	100	-
1791,4	¹³⁵ I	9,4	6,68 ч	-	-	6,3
1806,9	¹³⁴ I	5,6	53 мин	-	-	7,7
1811,2	⁵⁶ Mn	30	2,576 ч	13,3	100	-
1836,02	⁸⁸ Hb	23	17,8 мин	0,12	27,8	3,64
1836,13	⁸⁸ Y	99,37	107 сут	-	-	-
1861,1	⁷² Ga	5,5	14,1 ч	5	39,6	-
1901,32	¹⁴² La	8,1	92 мин	-	-	5,8
2013	¹³⁸ Xe	12,5	14,13 мин	-	-	6,43
2112,6	⁵⁶ Mn	15,5	2,576 ч	13,3	100	-
2167,5	³⁸ Cl	44	37,3 мин	0,43	24,47	-
2195,68	⁸⁸ Kr	15	2,8 ч	-	-	3,58
2196	⁸⁹ Hb	14,7	15,4 мин	-	-	4,84
2201,6	⁷² Ga	27,3	14,1	5	39,6	-
2218	¹³⁸ Cs	15	32,3 мин	-	-	6,68
2392	⁸⁸ Kr	35,1	2,8 ч	-	-	3,58
2397,72	¹⁴² La	15,5	92 мин	-	-	5,8
2491	⁷² Ga	7,8	14,1 ч	5	39,6	-
2507,7	⁷² Ga	13,4	14,1 ч	5	39,6	-
2521,8	¹⁴⁰ La	3,25	40,27 ч	0,55	99,91	6,285
2523,0	⁵⁶ Mn	1,5	2,576 ч	13,3	100	-
2542,65	¹⁴² La	10,5	92 мин	-	-	5,8
2554,5	⁸⁷ Kr	8,65	76,31 мин	0,06	17,37	2,5
2557,7	⁸⁷ Kr	4,3	76,31 мин	0,06	17,37	2,5
2564,3	⁹¹ Hb	8,9	58,2 с	-	-	5,94
2570,14	⁸⁹ Hb	11	15,4 мин	-	-	4,84
2639,3	¹³⁸ Cs	7,7	32,3 мин	-	-	6,68
2754,142	²⁴ Na	99,85	15,03 ч	0,63	100	-
3084,4	⁴⁹ Ca	91,7	8,7 мин	1,1	0,18	-
4071,9	⁴⁹ Ca	7	8,7 мин	1,1	0,18	-

Таблица 2

Энергия и интенсивности γ -излучения изотопов

γ -излучающий изотоп	Период полураспада (выход при делении ^{235}U , %)	Литература	Основные энергии γ -линий, кэВ (абсолютная интенсивность, %)	Другие энергии γ -линий, кэВ (абсолютная интенсивность, %)
^7Be	53,3 сут	[1,7]	477,593 \pm 0,012 (10,3)	
^{15}O	2,05 мин	[7]	511 (199,8)	
^{19}C	28,91 с	[1]	197,4(97); 1375,6 (59)	112(2,7); 1440,9
^{18}F	1,83 ч	[2,11]	511(193,4)	
^{23}Ne	37,6 с	[12]	439(33); 1640(0,9)	2,070; 2200; 2420
^{22}Na	2,6 года	[1,13]	1274,511 \pm 0,028 (99,95 \pm 0,07)	511(181,08 \pm 0,04)
^{24}Na	15 ч	[1,13]	1368,526 \pm 0,044(100); 2754,142 \pm 0,06(93,85 \pm 0,02)	3861
^{27}Mg	9,48 мин	[11]	843,76(72); 1014,4(28)	170,82(0,7)
^{28}Al	2,24 мин	[1]	1778,9(100)	
^{31}Si	2,62 ч	[1]	1266,2(0,07)	
^{38}Cl	37,3 мин	[7]	1642,4(32,8); 2167,5(44)	
^{41}Ar	1,83 ч	[1,8]	1293,6(99,12)	
^{40}K	1,27.10 ⁹ лет	[1,7]	1460,75 \pm 0,06(11)	
^{42}K	12,36 ч	[1,7]	1524,7(17,9)	312,9
^{47}Ca	4,54 сут	[14]	488,9(7); 807,8(7,4); 1296,8(75)	530,6; 766; 1878
^{49}Ca	8,7 мин	[12,15]	3084,4(91,7); 4071,9(7)	1408,9
^{46}Sc	83,9 сут	[1,11]	889,258 \pm 0,018(100); 1120,516 \pm 0,025(100)	
^{48}Sc	1,82 сут	[16,17]	983,3(100); 1037,4(98); 1311,7(100)	175,3(6); 1212,4 (2,5)
^{51}Ti	5,8 мин	[1]	320(90); 928,5(6)	608,4(1,3)
^{52}V	3,75 мин	[18]	1434,2(100); 1530,8	398,5; 1333,7 (0,76)
^{51}Cr	27,8 сут	[1,11]	320,078 \pm 0,008(9,8)	
^{54}Mn	312,5 сут	[1,7,13]	834,827 \pm 0,021(99,978 \pm 0,002)	
^{56}Mn	2,576 ч	[1,11]	846,6(99); 1811,2(30); 2112,6(15,5); 2523(1,5)	2657,5; 2961; 3119,3; 3370,6
^{59}Fe	44,6 сут	[1,7]	192,344 \pm 0,006(2,8); 1099,224 \pm 0,025(56); 1291,564 \pm 0,028(44)	142,648; 334,8; 382,7; 1481,8
^{58}Co	71,3 сут	[1,7,13]	810,757 \pm 0,021(99,44 \pm 0,02)	511; 863,6; 1675
^{60}Co	5,272 лет	[1,13]	1173,208 \pm 0,025(99,86 \pm 0,02); 1332,503 \pm 0,03 (99,986 \pm 0,001)	
^{65}Ni	2,56 ч	[1]	366,3(4,8); 1115,5 (15,42); 1481,9(25,7)	508; 610; 771; 852,7; 1624; 1725

Продолжение табл.2

β -излучающий изотоп	Период полураспада (выход при делении ^{235}U , %)	Литера- тура	Основные энергии β -линий, кэВ (абсолютная интен- сивность, %)	Другие энергии β -линий, кэВ (абсолютная интенсивность, %)
^{64}Cu	12,8 ч	[7,11]	511(37); 1345,76(0,48)	7,56(14)
^{65}Zn	244 сут	[1,7,13]	1115,518 \pm 0,025(49,8)	511(3,1)
$^{69\text{m}}\text{Zn}$	13,8 ч	[19]	438,9(100)	573,9(0,032)
^{72}Ga	1,1 ч	[20]	629,9(25,5); 833,95(100); 894,2(10,3); 1050,7 (7,24); 1464(3,7); 1596,8(4,43); 2201,6 (27,3); 2491(7,8); 2507,7(13,4); 1861,1(5,5)	600,9(5,84); 786,5(3,3); 810,2(2,1); 861,970,6; 1000; 1215;1231;1260; 1276,8; 1571,7; 1680,8; 2109,5
^{77}Ge	13 ч	[21]	211,03(29); 215,51(26); 264,45(50); 367,49(14,3); 416,35(24); 557,7(17); 632,3(9,2); 714,1(7,9); 1085(6,4); 1368,5(2,7)	156,3; 194,9; 338,5; 461,4; 475,5; 745,7; 749,9; 766,8; 781,3; 784,8; 810,5(2,3); 1193,3(2,53)
^{76}As	26,3 ч	[1,22]	559,47(41); 657,2(5,7); 1216,25(4,0)	554,45; 563,87; 1213; 1228,6
^{75}Se	120 сут	[7,11,23]	121,115(16,5); 136(58); 264,651(59,1); 279,528(25); 400,646 \pm 0,009(12)	10,53(47,6); 96,73(3,3); 198,6(1,4); 303,98(1,3); 572,2
^{80}Br	17,6 мин	[24]	511(5); 617(7,2); 665,7(1,1)	640,4; 704,3; 1256,7
^{82}Br	35,4 ч	[7,23,24]	554,34(72,5); 619,1(39,6); 698,36(28); 776,5(83,2); 827,79(24,2); 1044(28)	221,3(2,3); 273,4; 451; 606,5; 1008(1,7); 1317,4(27); 1474,88(17)
^{85}Kr	10,73 года (0,285)	[25,26]	513,98(0,43)	
$^{85\text{m}}\text{Kr}$	4,482 ч (1,31)	[25,26]	151,28(74,6); 304,47(14,6)	
^{87}Kr	76,31 мин (2,5)	[1,27]	402,7(48,3); 845,6(7,25); 2554,5(8,65); 2557,7(4,3)	673,7; 1175,5; 1740,4; 2011,9
^{88}Yr	2,8 ч (3,58)	[7,26]	166,0(6,8); 196,31(26,3); 362,6(3); 834,8(13); 1529,8(10,9); 2195,69(15); 2392(35,1)	986,7; 1141,7; 1250,0; 1518,5; 2029,5; 2035,3; 2231,6
^{88}Kr	3,18 мин (4,73)	[1,28]	220,9(22,5); 356,3(4,7); 497,5(7,5); 577,2(6,3); 585,8(18,6); 1472,76(7,7); 1533,4(5,8); 1691,6(4,9)	150,8; 345,3; 368,8; 627; 695; 737,6; 823; 867,5; 904,27(8,1); 1105,3; 1116,5; 1324; 1370; 1760; 1775; 2011; 2020; 2281; 2618; 2790; 2865,7
^{86}Rb	18,6 сут	[11]	1078,76(8,8)	
^{88}Rb	17,8 мин (3,64)	[1,26,28]	898,02(15,5); 1836,02(23,4)	1382,43; 2118,92; 2677,9; 3716
^{89}Rb	15,4 мин (4,84)	[1,28]	657,71(11); 947,69(10,2); 1031,88(64); 1248,1(46,7)	1538,08; 2007,54; 2570,14(11,0); 2196,0(14,7)

Продолжение табл.2

β -излучающий изотоп	Период полураспада (выход при делении ^{235}U , %)	Литература	Основные энергии β -линий, кэВ (абсолютная интенсивность, %)	Другие энергии β -линий, кэВ (абсолютная интенсивность, %)
^{90}Rb	2,55 мин (4,82)	[2]	831,69(32,5); 1060,7(7,77)	4365,9; 4135,5; 3383,2; 3534,2
^{91}Rb	58,2 с (5,94)	[29]	93,4(15,6); 345,6(5,3); 2564,3(8,9)	1971,3(4,84); 3599,8(5,62)
$^{87\text{m}}\text{Sr}$	2,806 ч	[11,30]	388,41(83)	14,9(8,5); 16,8(1,5)
^{91}Sr	9,48 ч (5,94)	[31,32]	555,57(56); 652,9(11,4); 749,7(24); 1024,26(34)	261,2; 620; 652,3; 925,7(4); 1280,9; 1413,4(3)
^{92}Sr	2,71 ч (5,914)	[1,33]	430,7(3,3); 953,3(3,5); 1383,94(90)	241,4; 1142,4(2,9)
^{88}Y	107 сут	[7,11]	898,04(93); 1836,13(99,37)	14,15(52,5); 15,8(8,7)
^{90}Y	64,1 ч	[34]	1760,7(0,02)	
$^{90\text{m}}\text{Y}$	3,19 ч	[24,34]	202,5(96,5); 482,5(90)	14,9(7); 16,8(1)
^{91}Y	58,51 сут	[35]	1204,9(0,3)	
$^{91\text{m}}\text{Y}$	50,3 мин	[11]	555,63(95,4)	14,9(2,4); 16,8(0,4)
^{92}Y	3,53 ч (5,914)	[11,24]	448,5(2,5); 561,1(2,6); 934,5(14); 1405,4(4,8)	492,6; 844,3(1,6); 912,8(0,6)
^{93}Y	10,3 ч (6,39)	[11,36]	267,05(6,4)	947,07(1,94); 1917,8(1,4)
^{94}Y	18,7 мин (6,41)	[37]	551,3(4,82); 919,2(56); 1139,3(5,94)	753,2(1,74); 1672(2,46)
^{95}Zr	63,98 сут (6,497)	[38]	724,184 \pm 0,018(43); 756,715 \pm 0,019(54)	
^{97}Zr	17,0 ч (5,919)	[1,25]	355,39(2,3); 507,63(5,1); 743,36(94); 1147,95(2,7)	254,15; 602,41; 1021,3; 1276,09; 1362,66; 1750,46
$^{94\text{m}}\text{Nb}$	6,26 мин	[1]	871,1(0,2)	
^{95}Nb	35,045 сут (6,497)	[1,13]	765,786 \pm 0,019(99,80 \pm 0,04)	
^{97}Nb	72,0 мин	[1,39]	657,92(98,2)	1024,53
$^{97\text{m}}\text{Nb}$	1,0 мин (5,73)	[1,11]	743,37(98)	
^{99}Mo	66,2 ч (6,1)	[7,11]	181,06(6,0); 739,7(13,0)	366,4; 778,2(4,7)
^{101}Mo	16,4 мин (5,04)	[2,24]	81(3); 125,1(3); 192(25); 334(7); 506(15); 590,8(20); 695,5(11); 1012,4(25); 1532,7(11)	18,35(5); 20,7(1); 116,1(1); 196(2); 398(2); 871(1); 934,5(2); 1674(3)
$^{99\text{m}}\text{Tc}$	6,02 ч (5,37)	[7,11]	140,5(85)	
^{101}Tc	14 мин	[40]	306,8(91); 544,8(6,1)	127,2; 183,8; 531,3
^{104}Tc	18,2 мин	[41]	358(90,33); 530,3(15,7); 535,1(13,4); 884,33(11,6)	893(8,6); 1612,4 1676,7

γ -излучающий изотоп	Период полураспада (выход при делении ^{235}U , %)	Литература	Основные энергии γ -линий, кэВ (абсолютная интенсивность, %)	Другие энергии γ -линий, кэВ (абсолютная интенсивность, %)
^{103}Ru	39,6 сут (3,04)	[7, II]	496,9(90); 610,2(5,5)	249,9; 362; 443,8
^{105}Ru	4,5 ч (0,966)	[I, II]	129,53(4,8); 262,84(6,55); 316,5(10,2); 393,36(3,9); 469,38(17,5); 499,28(2,3); 676,32(15); 724,2(44)	149,04; 326,1; 350,18; 413,51; 575,19; 656,15; 875,8; 969,4
^{106}Ru	367 сут (0,39)	[I, 42]	511,8(20,5); 621,8(9,8); 1050,1(1,45)	616,2; 873,1; 1128; 1562
$^{104\text{m}}\text{Rh}$	4,4 мин	[43, 44]	51,4(57); 77,65(2,5); 99,11(2,6)	20,2(40); 22,7(8)
^{109}Pd	13,47 ч	[24]	88,1(5)	22,1(36); 25(7)
$^{110\text{m}}\text{Ag}$	250,4 сут	[13, 23, 45]	657,720 \pm 0,010(94); 677,59 \pm 0,02(11,5); 706,66 \pm 0,018(16); 763,92 \pm 0,18(22); 817,995 \pm 0,015(7,2); 884,655 \pm 0,015(74); 937,455 \pm 0,02(34); 1384,230 \pm 0,020(26)	446,79 \pm 0,018(3,3); 686,96 \pm 0,02(6,8); 620,3 \pm 0,018(2,6); 744,25 \pm 0,018(4,3); 1475,73 \pm 0,032(4,3); 1504,98 \pm 0,032(14); 1562,25 \pm 0,032(1,25)
^{115}Cd	53,5 ч	[II, 24]	492,29(8,1); 527,86(27,5)	231,42; 260,87(1,85)
$^{114\text{m}}\text{In}$	50 сут	[II]	189,9(17,7); 558,27(3,5); 725,21(3,5); 1300,2(0,18)	24(10); 24,21(20); 27,3(5); 27,9(1)
$^{115\text{m}}\text{In}$	4,5 ч	[8]	336,25(48,2); 497,3(0,05)	24(9); 24,21(18); 27,3(5)
^{113}Sn	115 сут	[I, 7]	391,688 \pm 0,010(64,17)	255(2,07)
$^{117\text{m}}\text{Sn}$	14 сут	[2, 8]	158,56(86,4)	156,02(2,11)
^{122}Sb	2,72 сут	[II, 46]	564,08(63); 692,76(3,27)	1140,6; 1256,8
^{124}Sb	60,2 сут	[7, 18]	602,71(98,2 \pm 0,1); 645,84(7,2); 722,78(10,8); 1691,072 \pm 0,040(50)	709,34; 713,82; 968,22; 1045,12; 1325,53; 1368,21; 1436,6; 2091,2
^{125}Sb	2,7 года (0,0294)	[7, 47, 72]	427,95(30); 463,4(10); 600,56(18); 635,9(11,2)	81,8; 176,29(6,74); 606,68; 671,42; 380,51
^{129}Te	69,6 мин	[48]	459,5(7,14); 487,4(1,36)	27,7(16,4); 278,4; 1084
^{131}Te	24,8 мин (2,83)	[2, 7]	149,8(67,7); 452,4(18); 492,8(5,1); 602,2(4,8); 1147,4(5,7)	342,9; 384,2; 654; 934,6; 948,5; 997,4
^{132}Te	78 ч (4,285)	[7, II]	49,72(13,9); 228,16(85); 667,8(6)	111,76; 116,3
^{134}Te	41,8 мин (7,7)	[2]	79,45(20,83); 220,47(22,4); 278(21,75); 566(19,3); 767,2(30,63)	434,8(18); 636(22); 742; 925
^{128}I	25 мин	[II]	442,89(17,5); 526,62(1,68)	27,2(1,3); 27,47(2,6); 969,53
^{131}I	8,04 сут (2,887)	[7, 13]	80,164 \pm 0,008(2,6); 284,31(5,8); 364,49(82,4 \pm 0,5); 637(6,9)	177,2(0,2); 325; 502,94; 643(0,15); 722,91(1,63)

Продолжение табл.2

γ -излучающий изотоп	Период полураспада (выход при делении ^{235}U , %)	Литература	Основные энергии γ -линий, кэВ (абсолютная интенсивность, %)	Другие энергии γ -линий, кэВ (абсолютная интенсивность, %)
^{132}I	2,28 ч (4,3)	[7]	522,65(16,5); 630,22(14,1); 667,69(101,3); 772,61(73); 812,2(5,8); 954,55(18,5); 1398,57(7,3)	262,7; 505,9; 347,1; 621; 650,6; 669,8; 671,6; 727,1; 780,2; 809,8; 876,8; 1136,03; 1295,3; 1372,07; 1921,08; 2002,3
^{133}I	20,3 ч (6,7)	[1,49]	529,9(89); 875,54(4,4); 1298,4(2,24)	510,53; 680,41; 706,71; 856,47; 1236,6
^{134}I	53 мин (7,7)	[11,50]	540,8(8,6); 595,4(11,2); 621,75(10,9); 677,34(8,2); 847,03(96); 884,08(66); 1072,53(14,3); 1806,9(5,6)	135,44; 405,44; 433,3; 766,68; 857,28; 947,8; 974,63; 1136,12; 1455,5; 1613,7
^{135}I	6,68 ч (6,305)	[51,52]	526,54(16,4); 546,59(6,4); 836,88(8); 1038,81(9,7); 1131,57(27,6); 1260,5(35); 1457,6(10,5); 1678,26 (11,7); 1706,7(4,9); 1791,4(9,4)	220,4; 288,38(3,2); 417,66; 972,31; 1101,58; 1124; 1169,1; 1240,4; 1502,8; 1566,6; 1830,8; 2045
^{133}Xe	5,29 сут (6,7)	[7,53]	80,99(36,6)	
$^{133\text{m}}\text{Xe}$	2,26 сут (0,19)	[53]	233,2(14)	
^{135}Xe	9,14 ч (6,55)	[1,11]	249,65(92); 608,6(2,4)	158,5; 358,6; 408,2
$^{135\text{m}}\text{Xe}$	15,6 мин (1,1)	[1,2]	526,8(80)	
^{137}Xe	3,83 мин (6,075)	[26,54]	455,45(31,8)	849(0,725)
^{138}Xe	14,13 (6,43)	[27,55]	154,3(5,95); 258,6(32,5); 434,2(20,5); 1768(16,6)	243,1; 396,6; 401,5; 2002; 2013(12,5)
^{134}Cs	2,046 года	[1,11]	569,33(15,8); 604,7(98); 795,79(89); 801,87(9,5)	475,34; 563,22; 1038,61; 1167,91; 1365,13
$^{134\text{m}}\text{Cs}$	2,91 ч	[56,57]	127,42(13,7)	
^{136}Cs	13,7 сут (0,0053)	[1,11]	273,76(12,5); 340,6(44,5); 818,48(100); 1048,1(80,5); 1235,41(18,7)	66,9; 86,4(15,8); 153,4(8,2); 164,04(4,5); 176,75(13,2); 507,2
^{137}Cs	30,17 года (6,23)	[11,13]	661,638 \pm 0,019; (84,62 \pm 0,4)	
^{138}Cs	32,3 мин (6,68)	[58,59]	462,8(30,75); 547(10,8); 1009,78(29,8); 1435,86 (76,3); 2218(15,2); 2639,3(7,7)	137,7; 227,6; 324,19; 409; 516,4; 1147,2; 1196; 1343,5; 1444,8
^{139}Cs	9,76 мин (6,42)	[8,26]	626,6(5); 732,4(3,1); 1107,4(13,6); 1284(8,8)	101,6(0,4); 724(2,4)
^{133}Ba	10,7 года	[11,53]	80,998 \pm 0,008(39,3); 276,397 \pm 0,012(7,5); 302,851 \pm 0,015(19,6); 356,005 \pm 0,017(67)	79,59; 160,660(0,7); 223,2; 383,851 \pm \pm 0,020(9,4)
^{139}Ba	82,9 мин (6,42)	[60]	165,8(22,6)	1420,5(0,3)
^{140}Ba	12,8 сут (6,285)	[7,13]	162,9(6,2); 304,82(4,5); 537,38(23,8)	132,7; 423,69; 437,55

γ -излучающий изотоп	Период полураспада (выход при делении ^{235}U , %)	Литература	Основные энергии γ -линий, кэВ (абсолютная интенсивность, %)	Другие энергии γ -линий, кэВ (абсолютная интенсивность, %)
^{141}Ba	18 мин (5,838)	[27,61]	190,33(54,3); 276,95(23,3); 304,18(25,2); 343,66(14,2); 457,59(4,8); 647,88(5,61); 739,1(4,3); 1197,47(4,6)	462,13; 467,26; 625,23; 831,72(13,4); 876,29
^{142}Ba	10,7 мин (5,8)	[62,63]	231,52(17,14); 255,12(30); 894,9(18,4); 1204,06(23)	77,6(16); 948,8; 1000,9; 1078,5; 1202,2
^{140}La	40,27 ч (6,285)	[7,11,13]	328,75(21,3); 487,03(45,7); 815,8(23,6); 867,86(5,6); 1596,217 \pm 0,040(95,6 \pm 0,3); 2521,83(3,25)	109,42; 131,2; 432,55; 510,95; 751,79; 919,6; 925(7); 1085,2; 2348,2
^{142}La	92 мин (5,8)	[27]	641,17(48,9); 894,85(8,5); 1901,32(8,1); 2397,72(15,5); 2542,65(10,5)	578,09; 861,57; 1011,38; 1043,68; 1160,16; 1362,95; 1545,8; 1756,42; 2055,17; 2187; 2972
^{139}Ce	140 сут	[11]	165,85(81)	33,03(4,8); 33,44 (9,2); 37,8(2,6)
^{141}Ce	32,38 сут (5,838)	[7,53]	145,440 \pm 0,003(49,3)	
^{143}Ce	33,7 ч (5,947)	[1,53]	57,4(11,1); 293,3(46,5); 664(5); 722(4,5)	231,5; 350,7; 490,2; 880
^{144}Ce	284 сут	[1,2, 23,64]	133,56(11,2)	53,4; 80,12(1,5)
^{142}Pr	19,2 ч	[24]	1575,9(3,7)	
^{144}Pr	17,27 мин (5,484)		696,5(1,34); 2183,6(0,7)	1489,1(0,27)
^{147}Nd	11,06 сут (2,23)	[1]	91,1(28,3); 319,4(2,2); 439,8(1,2); 531(13,5)	38,17(12); 38,72(23); 43,8(6,9); 275,4; 398,2; 685,9
^{153}Sm	46,8 ч	[1]	103,18(28,2)	69,67(4); 75,4(0,6)
^{152}Eu	12,7 года	[11,12,23]	121,78(33,2); 244,7(7,2); 344,27(31,4); 778,85(15,2); 964(17,3); 1085,8(10); 1112,05(16,4); 1407,92(24)	411,13; 443,89; 586; 859(1,6); 688,8(9,1); 810,4; 867,42(5,1); 1212,9(1,7); 919,7 (1,2); 1090(1,5); 1299,2(1,9)
^{154}Eu	16 лет	[1,11]	123,1(40,46); 248,04(6,6); 591,7(4,6); 723,3(19,1); 756,7(4,1); 873,2(11,3); 996,3(10,7); 1004,8(17,6); 1274,8(33,6)	558; 582,3; 692,5; 815,6; 845,6; 904; 1246,6; 1397,8(1,6); 1494,6; 1597,3(1,7)
^{153}Gd	241,6 сут	[1,12]	97,432(30); 103,180(24)	
^{159}Gd	18 ч	[1]	363,56(11,2)	43,74(3,3); 44,48 (6,3)
^{160}Tb	72,1 сут	[1,11]	86,79(13,4); 197,04(5,5); 215,62(4); 298,572(28); 879,31(30); 962,46(10); 966,17(25,5); 1177,934 (15,5); 1199,92(2,5); 1271,05(7,72); 1312,17(3)	45,21(8,5); 46(16); 52,1(4,8); 53,5(1,1); 309,49(1,1); 337,3; 392,43(1,9); 682,2; 765,2(1,7); 1002,9 (1,63); 1102,8; 1115,16(2,16)
^{166}Dy	81,5 ч	[1]	82,45(12); 371,6(0,5); 425,8(0,5)	46,7(13,5); 47,55 (25,5); 53,8(7,9); 55,3(1,8)

Продолжение табл. 2

β -излучающий изотоп	Период полураспада (выход при делении ^{235}U , %)	Литература	Основные энергии β -линий, кэВ (абсолютная интенсивность, %)	Другие энергии β -линий, кэВ (абсолютная интенсивность, %)
^{166}Po	26,9 ч	[II, 24]	80,6(5,4); 1379,8(0,9)	
^{171}Er	7,52 ч	[II, 24]	III,6(25); 124,03(II); 295,9(28); 308,3(63)	II6,7(I,3); 166,4; 210,6; 237,1; 277,4
^{170}Tm	127 сут	[65]	84,254(10)	51,35(3,6); 52,39(6,8); 59,3(2,2)
^{169}Tb	31,8 сут	[II, 24]	63,5(45); 130,7(II); 177(22); 197,8(40)	93,62(2,5); II8,6(2); IIO(18); 307,5(10)
^{177}Lu	6,74 сут	[II, 24]	II2,954(6,5); 208,362(II)	71,64; 249,7; 321,3
^{181}Hf	42,5 сут	[II]	I33,05(43); 136,25(6,1); 345,85(12); 482,06(83)	I36,82(I,7); 476(I,7); 615(0,2); 618,9
^{182}Ta	II5 сут	[I3, 23, 65]	I00, I05 \pm 0,001(I3,5); I52,434 \pm 0,002(6,8); I79,393 \pm 0,003(3,17); I98,356 \pm 0,004(1,5); 222,110 \pm 0,003(7,7); 229,322 \pm 0,006(3,4); 264,072 \pm 0,006(3,5); II21,272 \pm 0,026(36); II89,022 \pm 0,027(16,7); I221,376 \pm 0,027(28,4); I230,989 \pm 0,028(12)	67,750 \pm 0,001(43); 84,68 \pm 0,002(2,8); II3,673 \pm 0,002(2,2); II6,418 \pm 0,002(0,43); I56,387 \pm 0,002(2,75); I342,6(0,25); I001,66(2,3); II57,4(I,1); I257,39 \pm 0,028(I,6); I273,703 \pm 0,028; I289,126 \pm 0,029(I,4)
^{183}Ta	5 сут	[II]	67,2(I4,5); 99,08(II,5); I07,932(10); 161,34(10,2); I62,32(5,5); 209,86(4,3); 244,26(8,7); 246,06(25,9); 291,724(3,8); 313,13(7,1); 353,999(II,2)	46,5(8,4); 52,6(8,9); 57,96(23); 59,32(44); 69,1(3,5); 82,9; 84,7; I01,93; 144,127(2,5); 205,08; 245,23; 365,615; 406,61
^{181}W	140 сут	[II]	56,28(22); 57,54(40); 65,2(13); 67(3)	6(I); 136,26; 152,28(0,085)
^{187}W	24 ч	[I, II]	I34,24(10,1); 479,48(26,6); 618,22(7,4); 685,7(32)	72; 551,47(6); 625,375; 772,84(4,8)
^{188}Re	16,8 ч	[67]	I55(2I); 478(I,35); 633(I,9); 930,4(0,79)	829,5(0,54); II32,4; 1307,3; 1610,4
^{193}Os	30 ч	[68]	I38,93(4,1); 280,5(1,24); 321,6(1,32); 387,48(1,2); 460,5(3,92); 557,4(1,4)	I07,05; 219,2; 251,6; 361,85; 420,2; 484,22; 559,25
^{192}Ir	74,2 сут	[II, I3]	205,81(3,3); 295,949(29,2); 308,445(30,6); 316,497 (85,8); 374,4(7,7); 416,4 (6,9); 468,062(50,5); 604,4(8,9)	75,7(I,7); 201,2; 320(I,3); 484,6(3,3); 489,1; 588,56(4,6); 612,44(5,5); 884,5
^{194}Ir	19,15 ч	[69]	293,62(2,9); 328,54(I3); 645,32(I,16); 938,87(0,65)	66,8; 300,7; 622,3; II51,3(0,6); II84,1
^{197}Pt	18 ч	[II, 24]	77,35(20); 191,31(5,7)	77,9; 80,1; 268(0,4)
^{198}Au	2,6946 сут	[7, I3]	70,82(I,38); 411,794 \pm 0,008(95,5 \pm 0,05)	
^{199}Au	3,15 сут	[II, I3]	70,82(I3,3); 158,370(76,8); 208,196 \pm 0,005(I6,6)	68,89(7,3); 80,2 (4,7); 82,5(I,3)
$^{197\text{m}}\text{Hg}$	23,8 ч	[70]	80,2(5,1); 133,94(30,2); 278,9(4,55)	67; 68,8(3,3); 68,9(8); 70,82(I4,5); 77,9; 82,5; 165
^{203}Hg	46,59 сут	[7, I3]	74,6(I2,8 \pm 0,2); 279,188 \pm 0,006(81,5 \pm 0,2)	70,83; 72,87; 82,5

γ -излучающий изотоп	Период полураспада (выход при делении ^{235}U , %)	Литература	Основные энергии γ -линий, кэВ (абсолютная интенсивность, %)	Другие энергии γ -линий, кэВ (абсолютная интенсивность, %)
^{202}Tl	12 сут	[II]	70,32(42); 439,58(95)	68,99(23); 80,2(15); 82,5
^{203}Pb	52,1 ч	[II]	72,87(47); 82,5(16,5); 279,18(80,8); 401,35(3,8)	70,83(26); 84,9(4,7); 680,5(0,8)
$^{204\text{m}}\text{Pb}$	66,9 мин	[II]	289,3(0,66); 374,7(89,4); 898,9(99,2); 911,4(96,5)	72,8(2,7); 75(5); 84,8(1,8); 87,3; 622,2(0,75)
^{207}Bi	30,2 года	[II, I3]	569,698(98); 1063,62(77); 1442; 1769,7(7)	72,8; 75; 84,8; 87,3; 897,3
^{233}Pa	27,4 сут	[II]	94,66(8,43); 98,44(13,5); III(4,85); 300,II(6,6); 3II,9(38); 340,47(4,43)	103,86; III4,5; I45,4; 271,54; 375,4; 398,5(I,4); 415,75(I,72)
^{237}U	6,75 сут	[II, 7I]	97,07(17,5); 101,07(27,3); 207,95(23,4)	59,54(35,4); 64,83(I,3); II3,94(9,6); II7,64; 267,54; I64,5; 332,36
^{239}Np	2,35 сут	[72, 73]	99,5(II); 103,7(18); 106,13(21,06); 228,19(9,5); 277,6(12,1)	88,06; III7,7; I20,7; 209,75; 315,88; 334,19

Список литературы

1. Bowman W.W., MacMurdo K.W. Atomic Data and Nuclear Data Tables, 1974, v. 13, N 2-3.
2. Blachot J., Fiche C. Ibid., 1977, v. 20, N 3, p. 241.
3. Гусев Н.Г., Дмитриев П.П. Квантовое излучение радиоактивных нуклидов. М., Атомиздат, 1977; Crough E.A.C. Atomic Data and Nuclear Data Tables, 1977, v. 19, N 5, p. 439-445.
4. Гусев Н.Г., Дмитриев П.П. Радиоактивные цепочки. М., Атомиздат, 1978.
5. Колобашкин В.М. и др. Бета-излучение продуктов деления. М., Атомиздат, 1978.
6. BNL-325. Third Edition. 1973, v. 1; BNL-NCS 50545, 1976, v. 1, 2.
7. Martin M.J., Blichert-Toft P.H. Nucl. Data, 1970, v. A8, N 1-2.
8. Lederer C.M. e.a. Tables of Isotopes. Sixth Edition. N.-Y., 1968.
9. Meek M.E., Rider B.F. NEDO-12154, 1972.
10. Meek M.E., Rider B.F. Compilation of fission product yields. - NEDO-12154-2(D), 1977.
11. Gunnink R. e.a. UCID-15439, 1969.
12. Eidens J. e.a. Nucl. Phys., 1970, v. A141, p. 289.
13. Ламмер М. В кн.: Ядерные данные продуктов деления (Материалы симпозиума, Болонна, 1973). Вена, 1974, с. 329-338.
14. Lewis M.B. Nucl. Data, 1970, v. B4, p. 313.
15. Raman S. Ibid., p. 397.
16. Eields P.R. e.a. Nucl. Phys., v. A160, p. 625.
17. Rapaport J. Nucl. Data, 1970, v. B4, p. 351.
18. Rapaport J. Ibid., v. B3, p. 56-85.
19. Raman S., Couch R.G. Phys. Rev., 1970, v. C1, p. 744.
20. Rester A.C. e.a. Nucl. Phys., 1971, v. A162, p. 461.
21. Douzelly D.P. e.a. Ibid., 1968, v. A112, p. 145.
22. Ardisson e.a. Ibid., 1972, v. A179, p. 545.
23. Gehrke R.J. e.a. Nucl. Instrum. and Methods, 1977, v. 147, p. 405.

24. Dams R., Adams F. J. *Radioanal. Chem.*, 1971, v. 7, p. 127.
25. Horen D.J. *Nucl. Data*, 1971, v. B5, p. 131.
26. Martin M.J. *Ibid.*, 1-73, ORNL-4923.
27. Ehrenberg B., Amiel S. *Phys. Rev.*, 1972, v. C6, p. 618.
28. Henry E.A. e.a. *Ibid.*, 1973, v. C7, p. 222.
29. Achterberg E. e.a. *Ibid.*, 1974, v. C91, p. 299.
30. Verhenl H. *Nucl. Data*, 1971, v. B5, p. 457.
31. Velandia J.A. e.a. *J. Inorg. Nucl. Chem.*, 1972, v. 34, p. 401.
32. Blachot J., Carraz L.C. *RCEA*, 1973, p. 4437.
33. Olson R.J. e.a. *Phys. Rev.*, 1972, v. C5, p. 2095.
34. Ball J.B. e.a. *Nucl. Data Tables*, 1970, v. A8, p. 407.
35. Velandia J.A. e.a. *J. Inorg. Nucl. Chem.*, 1972, v. 34, p. 401.
36. Kocher D.C., Horen D.J. *Nucl. Data*, 1972, v. B7, p. 299.
37. Cavallini e.a. *Nucl. Phys.*, 1971, v. A175, p. 363.
38. Houtzeas S., Marsden D. *Ibid.*, 1972, v. A179, p. 193.
39. Pagden I.M.H. e.a. *J. Radioanal. Chem.*, 1971, v.9, p. 101-189.
40. Siwamogsatham B., Easterday H.T. *Nucl. Phys.*, 1971, v. A162, p. 42.
41. Tivin P. e.a. *Z. Physik*, 1975, v. A 273, p. 253.
42. Struth K.D. e.a. *Ibid.*, 1969, v. 221, p. 231.
43. Singhal N.C. e.a. *Phys. Rev.*, 1972, v. C5, p. 948.
44. Sannelson L.E. e.a. *Nucl. Data Sheets*, 1976, v. 18, p. 12.
45. Phillips G.B. e.a. *Nucl. Phys.*, 1972, v. A182, p. 606.
46. Bertrand P.E. *Ibid.*, 1972, v. B7, p. 419.
47. Auble R.L. *Nucl. Data*, 1972, v. B7, p. 465.
48. Horen D.J. *Ibid.*, 1972, v. B 8, p. 123.
49. Saxena R.N., Shrama N.D. *Nucl. Phys.*, 1971, v. A171, p. 593.
50. Achterberg E., e.a. *Phys. Rev.*, 1971, v. C4, p. 188.
51. *Nucl. Data Sheets*, 1975, v. 14, N 2, p. 178, 216.
52. Macias e.a. *Nucl. Phys.*, 1971, v. A169, p. 305.
53. Emery J.F. e.a. *Nucl. Sci. and Engng*, 1972, v. 48, p. 319.
54. Monnard E. e.a. *J. phys.*, 1975, v. 36, p. 8.
55. Monnard E. e.a. *Nucl. Phys.*, 1972, v. A179, p. 205; v. A195, p. 192.
56. Legrand J. e.a. *Table de Radionucléides. CFA-L MKI, Saclay, Pt 1, Suppl. to part 1, 1976.*
57. Henry E.A. *Nucl. Data Sheets*, 1975, v. 15, N 2, p. 203.
58. Achterberg E. *Nucl. Instrum. and Methods*, 1974, v. 116, p. 453.
59. Martin M.J. *Nucl. Decay Data*, 1976, ORNL-5114.
60. Berzins G.E. e.a. *Nucl. Phys.*, 1969, v. A128, p. 294.
61. Holub R., Choppin G.R. *J. Inorg. Nucl. Chem.*, 1973, v. 35, p. 2591.
62. Sarsen J. e.a. *Phys. Rev. C.*, 1971, v. 3, p. 1372.
63. Medsker L.R. *Nucl. Data Sheets*, 1973, v. 10, p. 1.
64. Debertain K. e.a. *Ann. Nucl. Energy*, 1975, v. 2, p. 37.
65. Mohan S. e.a. *Phys. Rev.*, 1970, v. C1, p. 254.
66. Levi N. *Nucl. Instrum. and Methods*, 1974, v. 116, p. 459.
67. Yamazaki T., Sato J. *Nucl. Phys.*, 1969, v. A130, p. 456.
68. Lewis M.S. *Nucl. Data*, 1973, v. B8, p. 389.
69. Auble R.L. *Ibid.*, 1972, v. B7, p. 95.
70. Lewis M.B. *Ibid.*, p. 199.
71. Cline J. *Rev. Jan.*, IN-1448, 1971.
72. Ahmad I., Wahlgren M. *Nucl. Instrum. and Methods*, 1972, v. 99, p. 333.
73. Artna A. - *Chen. Nucl. Data*, 1971, v. B6, p. 577.

Статья поступила в редакцию 4 июля 1980 г.

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

Element		Quantity	Laboratory	Work-type	Energy (eV)		Page	Comments
S	A				min	max		
Pu	239	TOT	UTMO	EVAL	1.0 5	5.0 6	36	ANCIPOV+.SIG (NEUT-E), TBL
Pu	239	RES	UTMO	EVAL	3	6	36	ANCIPOV+. EVALUATION
Pu	240	NF	UTMO	EVAL	1.0 5	5.0 6	36	ANCIPOV+.SIG (NEUT-E), TBL
Pu	240	NG	UTMO	EVAL	1.0 5	5.0 6	36	ANCIPOV+.SIG (NEUT-E), TBL

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

Подписано в печать 28.04.81. Т03898. Формат 60x84 1/8.
Обсетная печать. Усл.печ.л. II,62. Уч.-изд.л. 10,4. Тираж 317 экз.
Зак.тип.№ 572 16 статей. Индекс 3645.

Отпечатано в ЦНИИАтоминформе
119146, Москва, Г-146, аб/ящ 584

УДК 539.1.07

ЭФФЕКТИВНОСТЬ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ДЕТЕКТОРОВ/Н.М.Благовещенский, В.А.Парфенов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып. 2(41), с.3-5.

Рассчитана зависимость эффективности цилиндрического газонаполненного детектора от энергии регистрируемых нейтронов. Предложен ряд упрощенных рабочих моделей для определения эффективности групповой сборки детекторов в широком диапазоне энергий.

Рис. 2, список лит.-3 назв.

УДК 539.125.5.164.07

ШИРОКОАПЕРТУРНЫЙ НЕЙТРОННЫЙ СПЕКТРОМЕТР / В.Н.Батурин, В.В.Вихров, М.М.Макаров, А.А.Набережнов, В.В.Нелюбин, В.В.Сулимов, Л.Н.Уваров. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып. 2(41), с.6-8.

Описывается широкоапертурный нейтронный спектрометр (ШАНС). Спектрометр состоит из 10 пластмассовых сцинтиляционных блоков размерами 100x20x20 см³ каждый. Спектрометр позволяет измерять время пролета, координату и энерговыделение в точке взаимодействия нейтрона и предназначен для регистрации нейтронов с энергией выше 10 МэВ.

Рис. 4, список лит.-7 назв.

УДК 621.384.664

ГАЗОВАЯ ТРИТИЕВАЯ МИШЕНЬ - ИСТОЧНИК МОНОЭНЕРГЕТИЧНЫХ НЕЙТРОНОВ/ С.П.Симаков, Н.И.Фетисов, А.М.Труфанов, О.А.Сальников, Г.Н.Ловчикова. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып. 2(41), с.8-13.

Описаны устройства и работа газовой тритиевой мишени, являющейся совместно с электростатическим ускорителем протонов источником быстрых нейтронов. В области энергий 5-8 МэВ исследованы параметры создаваемого нейтронного потока.

Рис. 4, табл. 1, список лит.-3 назв.

УДК 539.125.162.5

ИЗУЧЕНИЕ ФИЛЬТРУЮЩИХ СВОЙСТВ ^{45}Sc ДЛЯ НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 2 кэВ/
А.Л.Кирилук, В.Ф.Разбудей, В.П.Вертебный, А.В.Гребнев, А.В.Муравицкий. -
Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981,
вып. 2(41), с.13-15.

На ядерном реакторе ВВР-М ИЯИ АН УССР измерено пропускание Γ скандия в интерференционном минимуме при энергии 2 кэВ. Использовались два независимых метода - измерение Γ образца скандия с помощью скандиевых фильтров переменной толщины и измерение пропусканий образцов ^{45}Sc различной толщины по методу времени пролета. Первый способ дал $\sigma_{\text{ф}}(^{45}\text{Sc}, 2 \text{ кэВ}) = 278 \pm 9 \text{ мб}$, второй - $266 \pm 76 \text{ мб}$.

Рис. 1, табл. I, список лит. - 9 назв.

УДК 539.125.16

ЭФФЕКТИВНЫЙ ЗАМЕДЛИТЕЛЬ ДЛЯ ИМПУЛЬСНЫХ ИСТОЧНИКОВ НЕЙТРОНОВ/
Н.А.Гундорин, В.М.Назаров. - Вопросы атомной науки и техники. Сер.
Ядерные константы, 1981, вып. 2(41), с.16-18.

В докладе сообщаются результаты оптимизации формы замедлителей с целью повышения их качества. Лучшие результаты были получены для водяного замедлителя, имеющего в сечении форму гребенки. Использование на ИБР-30 ЛНФ такого замедлителя позволило увеличить в три раза средний поток тепловых нейтронов для всех каналов реактора. Поток холодных нейтронов ($\leq 5,0 \text{ МэВ}$) возрос в 5-6 раз. Показано, что охлаждение замедлителя до 85 К не улучшает его качества для холодных нейтронов.

Рис. 6, табл. I, список лит. - 9 назв.

УДК 539.125.5.03

ВОССТАНОВЛЕНИЕ СПЕКТРОВ НЕЙТРОНОВ ИЗ АППАРАТУРНЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ПРОТОНОВ ОТДАЧИ/П.П.Дьяченко, Е.А.Серегина, М.З.Тараско. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып. 2(41), с.18-21.

Анализируются различные способы восстановления спектров нейтронов деления из аппаратурных распределений, измеренных спитиляционным спектрометром протонов отдачи. Показано, что наиболее приемлемые результаты дает аппроксимация спектров нейтронов суперпозицией Γ -распределений в сочетании с методом наименьшего направленного расхождения.

Рис. 3, список лит. - 6 назв.

УДК 539.125.5.03

О СОКРАЩЕНИИ ДЛИТЕЛЬНОСТИ НЕЙТРОННОГО ИМПУЛЬСА ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ПЛАЗМОЙ ПИЧКУЩЕГОСЯ РАЗРЯДА/В.А.Грибков, А.В.Дубровский, А.И.Исаков, О.Н.Крохин, В.Я.Нижулин, О.Г.Семенов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып. 2(41), с.22-24.

В докладе показано, что использование лазерного излучения для воздействия на плазменный фокус приводит при соответствующей синхронизации к значительному сокращению длительности нейтронного излучения.

Рис. 2, список лит.-8 назв.

УДК 539.125.5.03

ИЗМЕРЕНИЕ СПЕКТРОВ НЕЙТРОНОВ В ДИАПАЗОНЕ 10-1000 кэВ МЕТОДОМ ВРЕМЕНИ ПРОЛЕТА С ПОМОЩЬЮ ОРГАНИЧЕСКИХ СЦИНТИЛЛЯТОРОВ/С.И.Бабич, В.Н.Нефедов, А.Ф.Семенов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып. 2(41), с.24-26.

Получен порог регистрации нейтронов в 10 кэВ при использовании в качестве детектора нейтронов кристалла антрацена.

Рис. 2.

УДК 539.1.07

ЛИНЕЙНЫЙ МЕТОД КАК СПОСОБ УВЕЛИЧЕНИЯ ДИНАМИЧЕСКИХ ВОЗМОЖНОСТЕЙ РЕГИСТРИРУЮЩЕЙ АППАРАТУРЫ ПРИ ПРОВЕДЕНИИ ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ/И.В.Горячев, О.А.Трыков, В.В.Владимиров. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып. 2(41), с.26-30.

Рассмотрен способ, позволяющий существенно увеличить быстродействие систем регистрации ядерного излучения. Предполагаемый способ использует линейный метод на основе отказа от применения нелинейных устройств для формирования импульсов токов, поступающих с детекторов излучения.

Рис. 3, список лит.-4 назв.

УДК 539.171.4

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ РЕАКЦИЙ ТИПА (n, γ) ДЛЯ ЭЛЕМЕНТНОГО АНАЛИЗА/В.А.Порков. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып. 2(41), с.30-32.

Показана возможность и преимущества использования мгновенного γ -излучения из реакций типа (n, γ) для определения содержания легких элементов в многокомпонентных образцах. Приведен пример определения содержания фосфора, алюминия и кремния в смеси этих элементов.

Рис. 3, табл. I.

УДК 621.384.664

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ РЕАКЦИЙ (p, n) ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РАЗРЕШЕНИЯ УСКОРИТЕЛЕЙ/П.Е.Воротников, Л.Д.Козлов, Л.С.Ларионов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып. 2(41), с.33-35.

Предлагается использовать для определения разброса энергий протонов ΔE_n выход нейтронов в околороговой области (p, n) -реакций. Приводятся результаты расчетов и измерений этим методом на действующих ускорителях.

Рис. 3, список лит.-6 назв.

УДК 539.173.4

ОЦЕНКА НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ ^{239}Pu И ^{240}Pu В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 0,1-5,0 МэВ/Г.В.Анцыпов, В.А.Зеневич, А.Б.Клепацкий и др. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып.2(41), с.36-42.

В работе приведены результаты оценки нейтронных сечений ^{239}Pu и ^{240}Pu в области энергий 0,1-5,0 МэВ. описан алгоритм расчета сечений. Табл.7, список лит. - 21 назв.

УДК 521.173.4

ЯДЕРНЫЕ ДАННЫЕ ДЛЯ ^{239}Pu В ОБЛАСТИ НЕРАЗРЕШЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ/
Г.В.Англизов, В.А.Конькин, В.М.Маслов. - Вопросы атомной науки и
техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып.2(41), с. 42-53.

Получены оцененные средние сечения и резонансные параметры для ^{239}Pu в области 0,3-100 кэВ. Оценка проведена на основе имеющихся экспериментальных данных по средним сечениям и результатам параметризации сечений в области разрешенных резонансов. Наблюдаемая структура в сечениях $\langle \sigma_t \rangle$, $\langle \sigma_f \rangle$ и величине $\langle \alpha \rangle$ учтена вариацией силовой функции S_0 и средней ширины $\langle \Gamma_f \rangle_{1+}$ канала 1^+ .

Рис.3, табл.7, список лит. - 21 назв.

УДК 539.170.012

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ И ИЗОСПИНОВАЯ ЗАВИСИМОСТИ СЕЧЕНИЯ НЕРАВНОВЕСНОЙ ЭМИССИИ НЕЙТРОНОВ В (p,n)-РЕАКЦИЯХ/Б.В.Туравлев. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып.2(41), с.53-55.

В рамках прямого механизма взаимодействия проанализированы спектры неравновесной эмиссии нейтрона в (p,n)-реакциях при $E_p=22$ МэВ. Определена энергетическая и изоспиновая зависимости сечения эмиссии.

Рис.2, табл.1, список лит. - 5 назв.

УДК 539.171:539.125

АНОМАЛЬНЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОЦЕНОК МЕТОДА НАИМЕНЬШИХ КВАДРАТОВ/
А.А.Шиманский, Б.П.Максютенко. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып.2(41), с. 56-60.

Рассматривается вопрос о смещенности решений задачи оценки параметров по приближенным моделям метода наименьших квадратов. Показано, что в случае обработки гистограмм смещение не мало, что может значительно снизить достоверность и практическую ценность результата. Делается вывод о необходимости корректного выбора схемы обработки в каждом конкретном случае.

Рис.1, табл.1, список лит. - 2 назв.

УДК 539.166-539.172.4

КОНСТАНТЫ γ -ИЗЛУЧЕНИЯ РАДИОАКТИВНЫХ ЯДЕР/Б.В.Нестеров. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып.2(41), с. 60-87.

Приведены константы по γ -активным изотопам технологических сред ядерно-энергетических установок и при нейтронно-активационном анализе: энергии γ -линий, абсолютный квантовый выход на 100 распадов, периоды полураспада, сечение (n, γ) -реакции на тепловых нейтронах и изобарные цепочки продуктов деления. Рассмотрены изотопы, наиболее часто встречающиеся в реакторостроении, нейтронно-активационном анализе и при калибровочных работах с гамма-спектрометрами высокого разрешения.

Табл.2, список лит. - 73 назв.

1 руб.

Индекс 3645

Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы, 1981, вып.2(41), 1-88