



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ
АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР
АКАДЕМИЯ НАУК СССР
АКАДЕМИЯ НАУК УССР
ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
АН УССР

НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА

ТОМ 2

МОСКВА — 1984

Государственный комитет по использованию атомной энергии СССР
Академия наук СССР Академия наук УССР

Институт ядерных исследований АН УССР

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

НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА

Материалы 6-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике,
Киев, 2-6 октября 1983 г.

Том 2

Москва - 1984

НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА. Материалы 6-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев, 2-6 октября 1983 г. Т.2. - М.: ЦНИИАтоминформ, 1984. - 400 с.

В конференции по нейтронной физике участвовало около 300 чел., из них 18 зарубежных ученых. Советские и зарубежные научно-исследовательские организации представили на конференцию более 300 докладов, которые заслушаны на пленарных заседаниях и в секциях:

Секция I. Потребности в ядерных данных. Методы оценки ядерных данных.

Секция II. Теория нейтронных реакций.

Секция III. Физика деления атомных ядер.

Секция IV. Ядерные данные делящихся изотопов, трансактинидов и осколков деления.

Секция V. Свойства нейтронных резонансов.

Секция VI. Ядерные данные доактинидных нуклидов.

Секция VII. Нейтронная физика и фундаментальные проблемы атомного ядра.

Секция VIII. Экспериментальные методы нейтронной физики.

Доклады подготовлены к изданию Центром по ядерным данным Государственного комитета по использованию атомной энергии СССР.

Проведение очередной конференции предполагается в 1985 г.

Главный редактор Б.Д.Кузьминов

Редакционная коллегия:

В.П.Вертебный (зам.главного редактора), В.В.Возняков
(ответственный секретарь), В.Н.Манохин, Н.Л.Чижова

Ⓢ

Центральный научно-исследовательский институт информации и технико-экономических исследований по атомной науке и технике (ЦНИИАтоминформ), 1984

Секция III

ФИЗИКА ДЕЛЕНИЯ АТОМНЫХ ЯДЕР

(Продолжение) *

Председатель В.М.Струтинский

Секретарь В.Ф.Заварзин

РОЛЬ НАЧАЛЬНЫХ УСЛОВИЙ В ДИНАМИЧЕСКОМ ПОДХОДЕ К ДЕЛЕНИЮ

Г.Д.Адеев, И.И.Гончар, Н.И.Писчасов

(Омский государственный университет)

На основе описания процесса деления, при помощи уравнения Фоккера-Планка для классической функции распределения коллективных переменных, рассчитаны дисперсии кулоновской энергии отталкивания осколков в момент разрыва в предположении δ -образного и равновесного распределения по коллективным переменным в седловой точке.

Based on the description of fission with Fokker-Planck equation the variance of the Coulomb energy of fragments interaction is calculated with δ -like and equilibrium distribution of collective variables at the saddle point.

Статистические теории деления исходят из того, что в точке разрыва ядро находится в состоянии полного статистического равновесия. При этом состояние ядра в седловой точке и его движение до точки разрыва совершенно не влияют на распределение осколков по энергиям, массам и т.д. [1]. В динамических теориях, напротив, распределение коллективных координат и импульсов в седловой точке полностью определяет измеряемые экспериментально распределения осколков [2]. В последнее время появились работы, в которых процесс деления описывают при помощи уравнения Фоккера-Планка для функции распределения коллективных переменных [3-6]. Такой подход можно условно назвать "флуктуационно-диссипативной динамикой", потому что он позволяет учесть квантовые и статистические флуктуации коллективных переменных в процессе деления, его динамику и диссипативный характер. В таких моделях состояние ядра в седловой точке используется в качестве начального.

* Начало см. в т. I

Влияние ширины начального распределения по коллективным переменным на дисперсии массы и кинетической энергии осколков изучалось в [3,4]. В работе [4] получен практически линейный рост дисперсий массового и энергетического распределения осколков с увеличением ширины начального распределения по коллективным координатам. В работе [3] отмечается нечувствительность дисперсии кинетической энергии делительной степени свободы в момент разрыва (предразрывной кинетической энергии) к ширине начального распределения по импульсу, сопряженному с этой степенью свободы.

Мы исследовали влияние начальных условий на дисперсию кулоновской энергии отталкивания осколков в точке разрыва σ_v^2 , которая, как предполагается, дает основной вклад в дисперсию кинетической энергии осколков. При этом сравнивались результаты расчетов в двух предельных случаях: с δ -образным и равновесным распределением по коллективным переменным в седловой точке. Расчеты проводились по методу, изложенному в работах [6,7], в основе которого лежит описание процесса деления при помощи уравнения Фоккера-Планка для классической функции распределения $P(\vec{x}, t)$. В соответствии с этим в диффузионном коэффициенте D , роль эффективной температуры T^* играет температура T . В таком подходе главную роль играет $\sigma_y^2(t)$, тогда как от $\sigma_x^2(t)$ используется лишь ее быстрое возрастание со временем; здесь и далее все неотговоренные обозначения совпадают с [6,7]. В случае δ -образных начальных условий $\sigma_{y\delta}^2(t)$ имеет вид

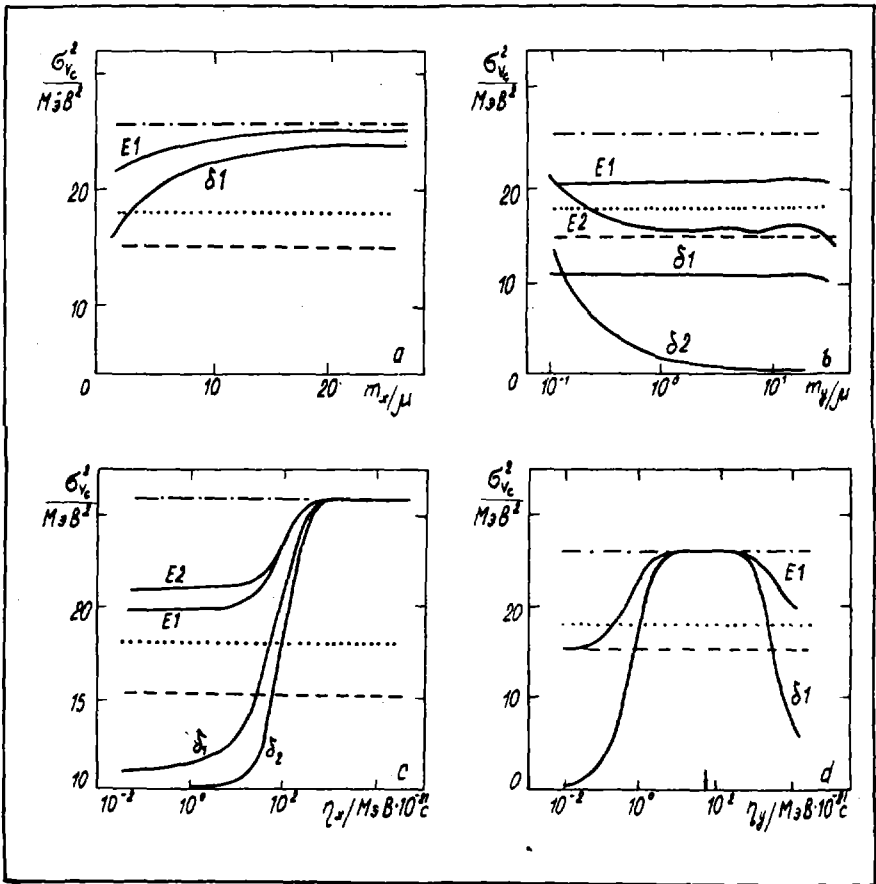
$$\sigma_{y\delta}^2(t) = \sigma_{y\delta}^2 \left[1 + e^{-\frac{\gamma_y^2}{4\omega_y^2} t} \left(\cos 2\omega_y t - \frac{\gamma_y}{2\omega_y} \sin 2\omega_y t - \frac{\omega_y^2}{\omega_y^2} \right) \right], \quad (1)$$

где $\sigma_{y\delta}^2 = T/C_k$, $\gamma_y = \frac{\partial \psi}{\partial y}$, $\omega_y^2 = \omega_y^2 - \gamma_y^2/4 > 0$. В случае равновесных начальных условий

$$\sigma_{y\delta}^2(t) = \sigma_{y\delta}^2(t) + \sigma_{y\delta}^2 e^{-\frac{\gamma_y^2}{4\omega_y^2} t} (4\omega_y^2 \sin^2 \omega_y t + 2\gamma_y \omega_y \sin 2\omega_y t + 4\omega_y^2 \cos^2 \omega_y t - \gamma_y^2 \cos 2\omega_y t) / (4\omega_y^2) \quad (2)$$

Здесь $\sigma_{y\delta}^2 = T_{sd}/C_{k\delta}$, $\omega_{y\delta}^2 = C_{k\delta}/m_y$. Жесткость в седловой точке $C_{k\delta}$ изменяется, согласно нашим расчетам в модели жидкой капли, от [66 МэВ для ^{232}Fm до 237 МэВ для ^{238}Ra .

Результаты расчетов σ_v^2 для ^{236}U при δ -образных $[\sigma_v^2(\delta)]$ и равновесных $[\sigma_v^2(\text{eq})]$ начальных условиях приведены на рисунке и показывают, что $\sigma_v^2(\delta)$, как правило, меньше $\sigma_v^2(\text{eq})$. Для качественного понимания зависимости σ_v^2 от инерционных и фрикционных



Зависимость дисперсии кулоновской энергии отталкивания осколков $\sigma_{\nu c}^2$ для ^{236}U от инерционных и фрикционных параметров: E - равновесные начальные условия, δ - δ -образные начальные условия, пунктир - динамический предел, штрих-пунктир - статистический предел, точки-предел замороженных начальных условий; кривые 1 - $\eta_x = 0,5 \text{ МэВ} \times 10^{-21}$ с, 2 - $\eta_y = 5000 \text{ МэВ} \times 10^{-21}$ с (везде в расчетах $\eta_x = 15 \text{ МэВ} \times 10^{-21}$ с, $m_x = \mu$, $m_y = 0,1 \mu$, $b_0 = -0,5855$, $E^* = 6 \text{ МэВ}$; μ - приведенная масса осколков); стрелкой показано значение $\eta_y = 2 \omega_y m_y$

параметров задачи можно считать, что σ_{ν}^2 пропорциональна $\sigma_y^2 (t = t_{rc})$, где t_{rc} определяется параметрами делительной моды. Увеличение $\sigma_{\nu}^2 (\delta)$ с ростом m_x (рис. д) объясняется тем, что увеличивается время движения от седла до разрыва t_{rc} . При m_x таких, что $\gamma_y t_{rc} \gg 1$,

$\sigma_{\nu}^2 (\delta)$ стремится к равновесному значению. Напротив, $\sigma_{\nu}^2 (t)$ не обнаруживает сильной зависимости от m_x , потому что $\sigma_{y,rc}^2$ и $\sigma_{y,sd}^2$ близки по величине, а рост первого слагаемого в формуле (2) происходит с той же скоростью, что и уменьшение второго. Быстрое падение $\sigma_{\nu}^2 (\delta)$ с ростом m_y при небольших η_y (рис. в, кривые 2), связано с уменьшением декремента затухания $\gamma_y = \eta_y / m_y$, так что к моменту разрыва показатель экспоненты в формуле (1) остается все еще гораздо меньше единицы и уравнивание $\sigma_{\nu}^2 (\delta)$ просто не успевает произойти. При очень большом η_y (рис. в, кривые 1) σ_{ν}^2 практически перестает зависеть от m_y . Это происходит из-за перехода в так называемый диффузионный режим, что соответствует сильному апериодическому затуханию. При $\gamma_y t \gg 1$ в этом режиме формулы (1) и (2) переходят соответственно в

$$\sigma_{y,\delta}^2(t) \approx \sigma_{y,rc}^2 \left[1 - \exp\left(-\frac{2C_A t}{\eta_y}\right) \right] \quad (3)$$

и

$$\sigma_{y,eq}^2(t) = \sigma_{y,\delta}^2 + \sigma_{y,sd}^2 \exp\left(-\frac{2C_A t}{\eta_y}\right). \quad (4)$$

На первый взгляд формулы (3) и (4) при увеличении η_y ведут к тому же результату, что и (1) и (2) при уменьшении η_y . Однако расчет показывает, что это не совсем так. В первом случае $\sigma_{\nu}^2 (t)$ практически равна своему начальному значению на протяжении всего спуска от седла до разрыва и σ_{ν}^2 стремится к пределу замороженных начальных условий. Во втором случае система тоже медленно забывает начальные условия, но при движении к точке разрыва на них накладываются осцилляции, что приводит к другому значению σ_{ν}^2 - динамическому пределу. Особенно ярко отличие этих двух режимов проявляется в поведении дисперсии импульса, сопряженного с \hbar , σ_p^2 - величины ненаблюдаемой. При малых η_y $\sigma_p^2 (t)$ ведет себя подобно $\sigma_y^2 (t)$. При больших η_y (предел замороженных начальных условий) σ_p^2 за время порядка δ_y^{-1} выходит на свое равновесное значение T/m_y (T^*/m_y в квантовом случае).

Интересно сравнить зависимость σ_{κ}^2 от η_x и η_y , вычисленную при равновесных начальных условиях в классическом пределе (рис. с и d) и с учетом квантовых флуктуаций (см. рисунок, с и d к работе [7]). В обоих случаях при малых η_y σ_{κ}^2 стремится к динамическому пределу. Затем в некотором диапазоне η_y вблизи значения $2\omega_y m_y$ σ_{κ}^2 приближается к статистическому пределу. При очень больших η_y σ_{κ}^2 стремится к пределу замороженных начальных условий. При малых η_x поведение σ_{κ}^2 зависит от величины η_y : для $\eta_y \ll 2\omega_y m_y$ σ_{κ}^2 стремится к динамическому пределу, а при $\eta_y \gg 2\omega_y m_y$ - к пределу замороженных начальных условий. При больших η_x σ_{κ}^2 стремится к статистическому пределу для любых η_y . Эти черты прослеживаются и в классическом и в квантовом расчетах, хотя соотношения между статистическим и динамическим пределами и пределом замороженных начальных условий в этих расчетах различны.

Из рисунков видно, что в данных расчетах статистический предел является верхней границей как для $\sigma_{\kappa}^2(\delta)$, так и для $\sigma_{\kappa}^2(e\varphi)$. Однако результаты работы [7] показывают, что при изменении соотношения между предельными значениями σ_{κ}^2 (которое происходит при учете квантовых флуктуаций) статистический предел оказывается меньше вычисленных значений σ_{κ}^2 .

Из результатов расчетов можно сделать следующие выводы:

1. Значения дисперсии кулоновской энергии отталкивания осколков, вычисленные в предположении δ -образных начальных условий $\sigma_{\kappa}^2(\delta)$, всегда меньше результатов расчета этой величины с равновесными начальными условиями $\sigma_{\kappa}^2(e\varphi)$ или совпадают с последними при большом трении по делительной степени свободы.
2. Динамика процесса деления, его неравновесность гораздо больше отражаются на $\sigma_{\kappa}^2(\delta)$, чем на $\sigma_{\kappa}^2(e\varphi)$.

Список литературы

1. Fong P. - Phys.Rev., 1956, v.102, p.434; Phys.Rev., 1964, v.133B.
2. Nix J.R. - Nucl.Phys., 1968, v.A130, p.1.
3. Grange P. et.al. - Phys.Rev., 1979, v.88B, p.9.
4. Pomorski K., Hofmann H. - J.Physique, 1981, v.42, p.318.
5. Samaddar S.K. et.al. - Physica Scripta, 1982, v.25, p.517.
6. Адеев Г.Д., Гончар И.И. - ЯФ, 1983, т.37, с.1113.
7. Адеев Г.Д., Гончар И.И. - Нейтронная физика. М.: ЦНИАтоминформ, 1984, т.1, с. 386-391.

ДИНАМИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ МАССОВОГО
РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ

Г.Д.Адеев, И.И.Гончар

(Омский государственный университет)

При помощи уравнения Фоккера-Планка для квантовой функции распределения коллективных переменных исследовано влияние неравновесности процесса деления на ширину массового распределения осколков. Изучена ее зависимость от величины инерции и трения по координате массовой асимметрии.

By using Fokker-Planck equation for collective variables quantum distribution function the influence of fission process nonequilibrium on the mass variance is investigated. Its dependence on the inertia and friction of mass asymmetry mode is studied.

В настоящее время имеются расчеты массовых распределений осколков деления, выполненные в рамках двух подходов: статистического, который предполагает наличие статистического равновесия по всем степеням свободы в точке разрыва [1,2], и динамического, когда задается распределение коллективных переменных в седловой точке, а дальнейшее движение ядра к точке разрыва предполагается детерминированным [3,4]. В обоих подходах дисперсии массовых распределений σ_A^2 получаются значительно меньше экспериментальных.

Применение к делению уравнения Фоккера-Планка для квантовой функции распределения позволяет учесть динамику процесса, его диссипативный характер, статистические и квантовые флуктуации. Статистическая и динамическая модели должны получаться в этом подходе как предельные случаи. Проведенные в рамках этого подхода расчеты массовых распределений [5,6] не дают возможности понять, какую роль играет неравновесность процесса деления, и выполнены лишь для отдельных ядер, что дает возможность достичь согласия с экспериментом путем подбора параметров модели. Мы в своих расчетах не стремились воспроизвести экспериментальные значения отношения масс осколков и σ_A^2 . Ставилась цель исследовать влияние неравновесности процесса деления и таких плохо поддающихся расчету параметров, как инерция и трение, на ширину массового распределения.

Для этого использовали уравнение Фоккера-Планка для коллективных переменных, записанное в [7] с $x_2 \equiv y = \alpha$. Здесь α - параметр массовой асимметрии осколков [8,9]. Здесь и далее все неоговоренные обозначения совпадают с [7]. Потенциальную энергию аппроксимировали аналитически выражением

$$U(x, \alpha) = U_1(x) + C_\alpha \alpha^2 / 2 \quad (1)$$

согласно результатам наших расчетов в модели жидкой капли с параметрами работы [8]. $U_1(x)$ строится так, чтобы при $\alpha = 0$ следовать дну "долины LDM " [9]. Инерционный параметр m_x , отвечающий делительной степени свободы, брали из гидродинамических расчетов в модели безвихревого течения [10]. Фрикционный параметр η_x брали в виде

$$\eta_x = 2\pi A \eta_0 z_0^3 \langle \rho \rangle^{-2}, \quad (2)$$

что соответствует капельным расчетам в модели безвихревого течения [11], если принять $c = 2\rho$. В формуле (2) A - массовое число делящегося ядра, $\eta_0 = 10^{-23}$ МэВ с Фм^{-3} - коэффициент вязкости, $z_0 = 1,2$ Фм. Параметры m_y и η_y - свободные. Предполагалось, что жесткость C_α , а также m_x и η_x могут зависеть от средних значений коллективных координат. Тогда диффузионные коэффициенты (формула (3) в [7]) и эффективная температура оказываются зависящими от этих средних значений и, следовательно, от времени.

При этом предположении решение уравнения Фоккера-Планка можно искать в виде 4-мерного гауссова распределения с зависящими от времени параметрами. Задача тогда сводится к решению 15 нелинейных обыкновенных дифференциальных уравнений ("моментные уравнения") первого порядка для первых и вторых моментов распределения

$$\begin{aligned} \dot{x}_i^m(t) &= \langle x_i \rangle(t) = \int x_i P(\vec{x}, t) d\vec{x}, \\ \dot{M}_{ix}^m(t) &= \int (x_i - x_i^m)(x_x - x_x^m) P(\vec{x}, t) d\vec{x} \end{aligned} \quad (3)$$

и температуры T , которая связана с коллективными переменными через диссипативную функцию

$$T = (c^2 E_{in} / A)^{1/2}, \quad \dot{E}_{in}(t) = \eta_x \langle v_x \rangle^2 + \eta_y \langle v_y \rangle^2 \quad (4)$$

Здесь E_{in} — энергия внутренних степеней свободы делящегося ядра. Начальные условия для x_i^m и M_{ik} выбирались в виде

$$\begin{aligned}
 \langle x \rangle(0) &= x_{sd} = 0, & M_{11}(0) &= \sigma_x^2 = 0, \\
 \langle v_x \rangle(0) &= [(2T)/(\pi m_x)]^{1/2}, & M_{22}(0) &= \sigma_y^2 = T^*/C_{\alpha sd}, \\
 \langle y \rangle(0) &= 0, & M_{33}(0) &= \sigma_{v_x}^2 = (1 - 2/\pi)T/m_x, \\
 \langle v_y \rangle(0) &= 0, & M_{44}(0) &= T^*/m_y, \\
 E_{in}(0) &= E^*, & M_{ik}(0) &= 0 \quad \text{при } i \neq k,
 \end{aligned} \tag{5}$$

где E^* — энергия возбуждения делящегося ядра. Такой выбор начальных условий означает, что рассматриваются ядра, находящиеся в седловой точке с положительными значениями v_x (распределение по скоростям — максвелловское) в состоянии статистического равновесия по α -моду, и автоматически удовлетворяет принципу неопределенности

$$m_y^2 (M_{22} M_{44} - M_{24}^2) \geq \hbar^2 / 16 \tag{6}$$

После того как решены моментные уравнения из соотношения

$$x^m(t_{rc}) = x_{rc} = 2(\rho_{1c} - \rho_{3d}) \tag{7}$$

определяется момент разрыва t_{rc} . В формуле (7) $\rho_{1c} = 1, 2, 3$, как это следует из наших капельных расчетов энергии деформации. Это соответствует параметру вытянутости $c = 2, 1, 6$ (при $\alpha_{1c} = 0$). Дисперсия массового распределения σ_H^2 вычислялась по формуле

$$\sigma_H^2 = (3Ac_{rc}^3/16)^2 M_{22}(t_{rc}), \tag{8}$$

справедливой для симметричного деления.

Типичные результаты расчетов приведены на рис. 1, 2. Показанная на рис. 1 величина $\sigma_H^2(t)$ вычислялась по формуле (8) с заменой t_{rc} на t . Видно, что изменение σ_H^2 со временем определяется поведением жесткости C_α , которая, согласно нашим расчетам, меняется приблизительно от 100 МэВ в седловой точке до 3000 МэВ в точке разрыва. Из-за того, что трение η_H невелико по сравнению с $2/\overline{m_y c_\alpha}$, система сохраняет память о широком распределении в седловой точке и значения σ_H^2 в момент разрыва втрое превышают равновесные. Различия t_{rc} в случаях 1 и 2 вызвано различием энергий возбуждения. Резуль-

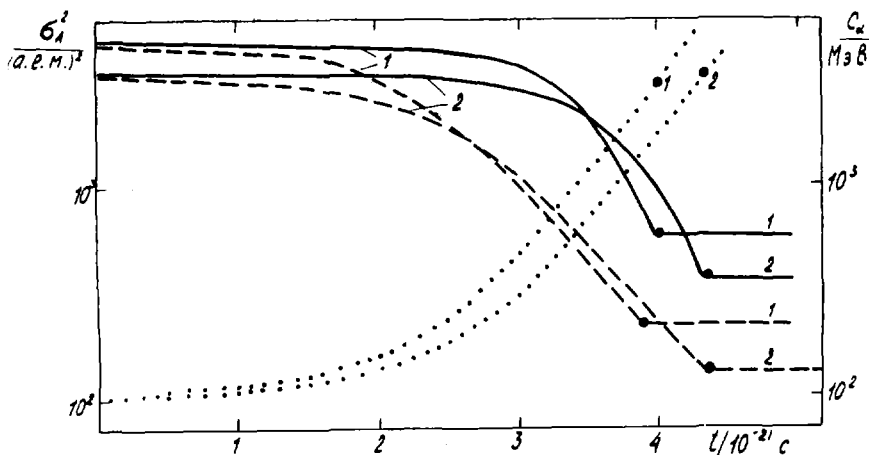


Рис.1. Динамика флуктуаций массового распределения при симметричном делении ^{232}Fm . Сплошные кривые - расчет при конечном трении, пунктир - статистический предел. Точки - зависимость жесткости C_α от времени. Черные кружки отвечают моменту разрыва. Кривые 1 - $m_y = 16 \mu$, $\eta_y = 1 \text{ МэВ} \cdot 10^{-21} \text{ с}$, $E^* = 82 \text{ МэВ}$, Кривые 2 - $m_y = 16 \mu$, $\eta_y = 5 \text{ МэВ} \cdot 10^{-21} \text{ с}$, $E^* = 42 \text{ МэВ}$. $\mu = 37,79 \text{ МэВ} \cdot 10^{-42} \text{ с}^2$

таты, приведенные на рис.2, также показывают, что влияние неравномерности на величину σ_y^2 может быть довольно большим. При увеличении m_y σ_y^2 стремится к динамическому пределу, который в данном случае намного превышает статистический благодаря зависимости $C_\alpha(\rho)$ (рис.2а). Это происходит за счет уменьшения декремента $\delta_y = \eta_y/m_y$, который определяет забывание начальных условий. С приближением δ_y к величине 2ω , σ_y^2 стремится к статистическому пределу. Это видно из рис.2а и сравнения кривых 1,2,3 на рис.2в. Чтобы сделать окончательные выводы о влиянии неравномерности на ширину массового распределения необходимо провести детальные расчеты зависимости η_y и m_y от координат в рамках той же модели, в которой рассчитывается энергия деформации и η_x и m_x .

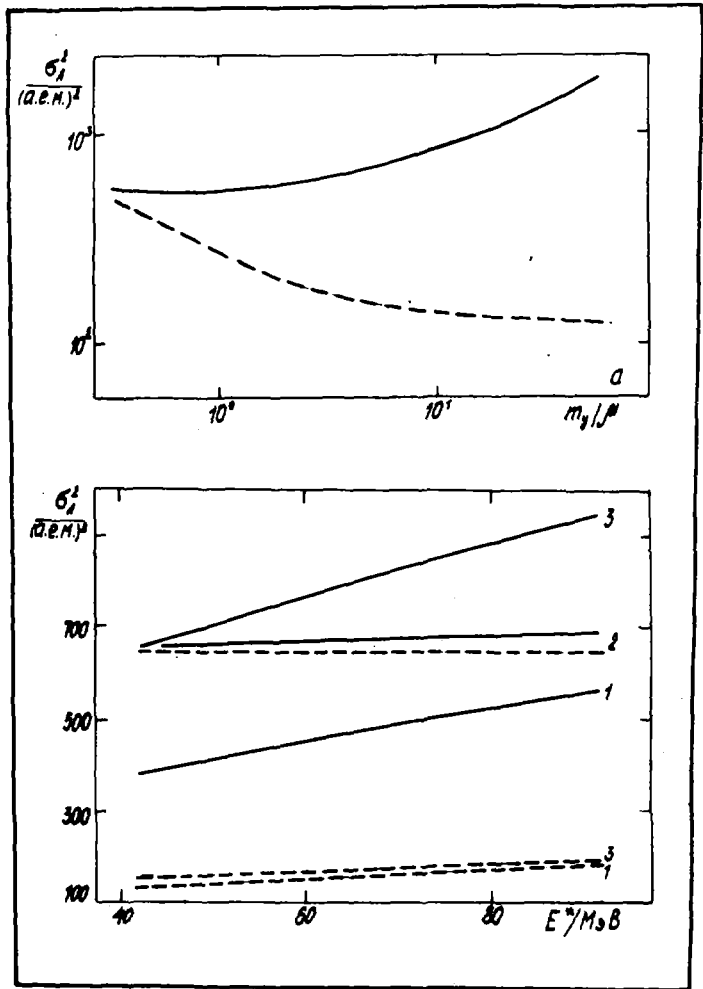


Рис.2. Зависимость σ_α^2 от инерционного параметра α -моды при $\eta_y = 10 \text{ MeV} \cdot 10^{-21} \text{ c}$, $E^* = 42 \text{ MeV}$ (а) и от энергии возбуждения (в). Сплошные линии - расчет, пунктир - статистический предел. 1 - $m_y = 16\mu$, $\eta_y = 1 \text{ MeV} \cdot 10^{-21} \text{ c}$, 2 - $m_y = 0,16\mu$, $\eta_y = 10 \text{ MeV} \cdot 10^{-21} \text{ c}$, 3 - $m_y = 6\mu$, $\eta_y = 5 \text{ MeV} \cdot 10^{-21} \text{ c}$

Список литературы

1. Игнатюк А.В. - Ядерная физика, 1969, т.9, с.357.
2. Wilkins B.D. et.al. - Phys.Rev., 1976, v. C14, p.2109.
3. Nix I.R. - Nucl.Phys., 1968, v.A130, p.1.
4. Hasse R.W. - Nucl.Phys., 1969, v.A128, p.609.
5. Pomorski K., Hofmann H. - J.Physique, 1981, v.42, p.381.
6. Samaddar S.K. et al. - Physica Scripta, 1982, v.25, p.517.
7. Адеев Г.Д., Гончар И.И. - Нейтронная физика. М.: ЦНИИатом-энерго, 1984, т.1, с.386-391.
8. Pauli H.C. - Phys.Rep., 1973, v.7, p.35.
9. Струтинский В.М. и др. - Препринт КИЯИ-73-ИЯ, 1973.
10. Собичевски А. - ЭЧАЯ, 1979, т.10, с.1170.
11. Schirmer J. et.al. - Nucl.Phys., 1973, v.A199, p.31.

ДИНАМИКА ФОРМИРОВАНИЯ ЗАРЯДОВОГО
РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ

Г.Д.Адеев, И.И.Гончар, Л.А.Марченко

(Омский государственный университет)

Выполнены расчеты параметров зарядового распределения осколков деления - наиболее вероятного заряда и ширины распределения как функции времени спуска ядра с седловой точки до точки разрыва. В качестве динамического уравнения использовано уравнение Фоккера-Планка для квантовой функции распределения.

The parameters of the charge distribution of the fission fragments are calculated as functions of the time of descent of nucleus from the saddle point to scission. The Fokker-Planck equation is used as dynamical equation for the collective variables and their conjugate momenta.

До настоящего времени параметры зарядового распределения осколков деления рассчитывались в основном в рамках статистической модели [1-4]. Такой подход во многом обоснован. Оценки показывают [5], что колебания зарядовой плотности, приводящие к перераспределению заряда между осколками (дипольные изовекторные колебания), имеют время релаксации малое по сравнению с характерным временем спуска ядра с седловой точки до точки разрыва. Следовательно, на любой стадии разделения ядра успевает установиться статистическое равновесие по отношению обмена зарядом между осколками. В таком случае задача расчета параметров зарядового распределения сводится к определению точки разрыва. Оказалось [3,6], что значения параметров зарядового распределения, полученные в рамках такого подхода, особенно наиболее вероятный заряд, существенно зависят от определения точки разрыва. Поэтому, даже в предположении статистического равновесия, рассмотрение эволюции параметров зарядового распределения при спуске с седла до точки разрыва является необходимым. Кроме того, представляется интересным изучить влияние динамических параметров (инерционных и фрикционных) на характер этой эволюции.

В настоящей работе используется формализм, основанный на применении к делению уравнения Фоккера-Планка для квантовой функции

распределения и решении "моментных уравнений", описанный в [7,8]. Все неоговоренные специально обозначения в данной работе совпадают с обозначениями в [7,8]. Чтобы описать зарядовое распределение в формулах (I) работы [7], положили $x_i = \Delta = (z_L - z_{L_{исв}}) = (z_n - z_{n_{исв}}) \equiv y$. Здесь $z_L, z_{L_{исв}}$ - действительный заряд легкого осколка и заряд легкого осколка при неизменном распределении плотности, $z_n, z_{n_{исв}}$ - те же величины для тяжелого осколка. Частота ω_y в нашем случае есть частота дипольных изовекторных колебаний, которые наиболее эффективно приводят к перераспределению заряда между осколками. Частоты дипольных колебаний как функции деформации при спуске ядра с седловой точки к разрыву найдены в работе [9]. Потенциальная энергия относительно зарядовой степени свободы рассчитывалась по методу, развитому в работе [6], и представлялась в виде

$$U(\Delta, \rho) = C_\Delta(\langle \rho \rangle) (\Delta - \Delta_0(\langle \rho \rangle))^2 / 2. \quad (I)$$

Инерционный параметр $m_y(\langle \rho \rangle)$ извлекался из рассчитанных значений частоты изовекторных колебаний [9] и константы жесткости относительно зарядовой степени свободы $C_\Delta(\langle \rho \rangle)$ [3,6]. Фрикционный параметр η_y считался постоянным и рассматривался в качестве свободного. В проведенных расчетах η_y варьировался в пределах $(0, 1-10) \cdot 10^{21}$ МэВ·с. При таких предположениях о зависимости параметров в уравнении Фоккера-Планка от средних значений координат его решение сводится к решению системы "моментных уравнений" первого порядка для первых и вторых моментов функции распределения и температуры, зависящей от времени [8]. Начальные условия при решении данной системы были выбраны так же, как в [8].

На рис.1-3 показаны типичные результаты расчетов, выполненных для ядра ^{236}U . Как общий результат отметим, что для широкого интервала значений фрикционного параметра $(0, 1-10, 75) \cdot 10^{21}$ МэВ·с статистическое равновесие по отношению обмена зарядом между осколками успевает установиться в любой момент времени спуска с седловой точки. Одной из причин этого, по-видимому, является то, что статистический и динамический пределы для данной задачи оказываются довольно близки друг к другу (см. рис.2). Заметим, что значения фрикционного параметра из отмеченного интервала близки к оценкам трения, полученным в [10]. При аномально больших значениях фрикционного параметра $(5-10) \cdot 10^{21}$ МэВ·с статистическое равновесие не устанавливается, и система в какой-то степени помнит начальные условия.

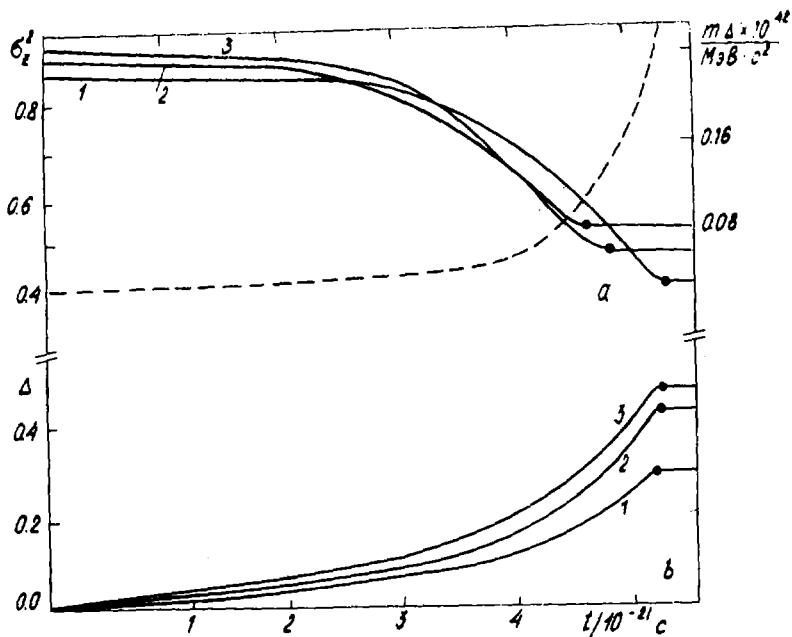


Рис.1. Дисперсия зарядового распределения осколков (вверху) и наиболее вероятный заряд осколков [параметр $\Delta = (Z_1 - Z_{1,исв})$ - внизу] как функции времени спуска ядра с седловой точки. На верхнем рисунке пунктиром показана также зависимость инерционного параметра по зарядовой степени свободы от времени. Различные кривые вверху соответствуют разным энергиям возбуждения: 1 - 22 МэВ, 2 - 62 МэВ, 3 - 82 МэВ. Различные кривые внизу соответствуют разным значениям трения параметра: 1 - $5 \cdot 10^{-24}$ МэВ·с, 2 - $0,75 \cdot 10^{-24}$ МэВ·с, 3 - $0,1 \cdot 10^{-24}$ МэВ·с

На рис.1 показана зависимость параметров зарядового распределения - дисперсии и наиболее вероятного заряда при делении с отношением масс $A_1/A_2 = 0,6$ от времени спуска делящегося ядра с седловой точки. Поведение дисперсии во время спуска обуславливается в основном ростом (см. рис.1) инерционного параметра m_* ($\langle \rho \rangle$) при разделении ядра, который сильно зависит от геометрии делящейся системы, особенно от параметра шейки [9,11-12]. Жесткость относительно зарядовой степени свободы влияет на эволюции дисперсии незначительно, так как она остается примерно постоянной, увеличиваясь при

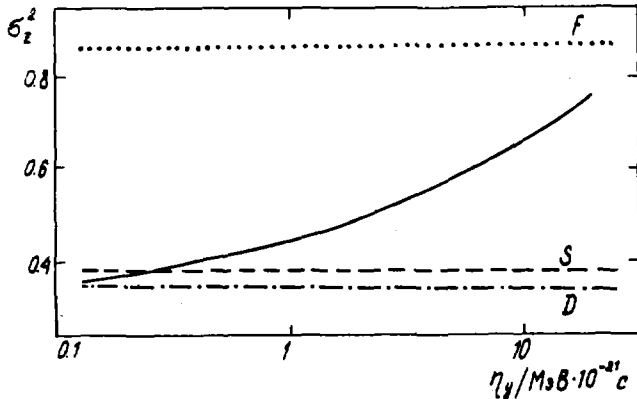


Рис.2. Зависимость дисперсии зарядового распределения от фрикционного параметра по зарядовой степени свободы. Пунктир - соответствует статистическому пределу, штрих - пунктир - динамическому пределу, точки - пределу замороженных начальных условий

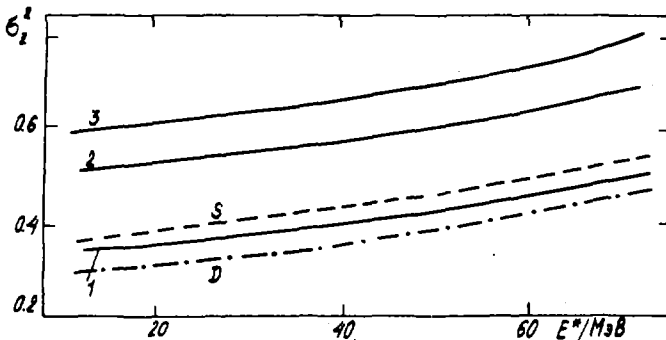


Рис.3. Зависимость дисперсии зарядового распределения от энергии возбуждения. Пунктир - статистический предел, штрих-пунктир - динамический предел, различные сплошные кривые рассчитаны при разных значениях фрикционного параметра η_y : (1 - $0,1 \cdot 10^{-21}$ МэВ·с, (2 - $5 \cdot 10^{-21}$ МэВ·с, 3 - $10 \cdot 10^{-21}$ МэВ·с

спуске с седла до разрыва не более, чем на 20% [6]. Таким образом, динамическое расомстранение дисперсий зарядового распределения показывает, что при разумных значениях фрикционного параметра эволюция делящегося ядра с седла до разрыва не влияет на значения σ_z^2 в

момент разрыва. С другой стороны, статистический предел σ_z^2 определяется геометрией ядра в момент разрыва. Поэтому зарядовое распределение исключительно информативно относительно разрывной конфигурации делящегося ядра. Временная зависимость наиболее вероятного заряда Z_p (параметр Δ) определяется, в свою очередь, поведением потенциальной энергии: зависимость Δ_0 ($\langle \rho \rangle$) в (I). При значениях γ_y в интервале (0, 1-0,75) 10^{-21} МэВ·с $\langle \Delta \rangle(t) = \Delta_0(\langle \Delta \rho \rangle(t))$ и также сильно зависит от геометрии разрывной конфигурации.

На рис.3 показана зависимость дисперсии зарядового распределения от энергии возбуждения. При использованных в расчетах значениях инерционного параметра m_y и жесткостей C_d , частоты дипольных изовекторных колебаний в районе физической точки разрыва оказываются равными (2, 0-2,5) МэВ. Из рисунка видно, что при таких значениях частот зависимость дисперсий от энергии возбуждения наблюдается во всем рассмотренном интервале (10-70) МэВ, но наиболее заметно энергетическая зависимость наблюдается при $E^* > 40$ МэВ.

Полученные результаты показывают, что статистическое равновесие по отношению обмена заряда между осколками, по-видимому, успевает установиться в любой момент спуска ядра с седловой точки к точке разрыва. Параметры зарядового распределения - дисперсия и наиболее вероятный заряд - в статистическом пределе проявляют сильную зависимость от конфигурации делящегося ядра в момент разрыва. Таким образом, можно заключить, что изучение зарядового распределения является источником уникальной информации о конфигурации разделения ядра на осколки.

Список литературы

1. Fong P. - Phys.Rev., 1956, v.102, p.434.
2. Игнатюк А.В. - ЯФ, 1968, т.7, с.1043; ЯФ, 1969, т.9, с.357.
3. Adeev G.D., Dossing T. - Phys.Lett., 1977, v.66B, p.11.
4. Волков А.Г., Емельянов В.М., Крайнов В.П. - ЯФ, 1979, т.29, с.1171.
5. Карамян С.А., Оганесян Ю.Ц., Пустыльник Б.И. - ЯФ, 1970, т.11, с.982.
6. Адеев Г.Д., Филипенко Л.А., Черданцев П.А. - ЯФ, 1976, т.23, т.30.
7. Адеев Г.Д., Гончар И.И. - Нейтронная физика. М.: ЦНИИатоминформ, 1984, т.1, с.386-391.
8. Адеев Г.Д., Гончар И.И. - См.наст.сб., с.8-13.
9. Адеев Г.Д., Гончар И.И., Марченко Л.А. - Нейтронная физика. М.: ЦНИИатоминформ, 1984, т.1, с.392-396.
10. Wiczorek R., Hasse R.W., G.Susmann - Proc.Symp. on the Physics and Chemistry of Fission 1973, 1974, v.1, p.523.
11. Brova U., Krappe H.J. - Z.Physik, 1980, v.A294, p.217.
12. Asghar M. - Z.Physik, 1980, v.A296, p.79.

АСИММЕТРИЧНОЕ ДЕЛЕНИЕ ДООАКТИНИДНЫХ ЯДЕР

Е.Н.Грузинцев, М.Г.Иткис, В.Н.Околович, А.Я.Русанов,
В.Н.Толстиков

(ИЯФ АН КазССР)

Г.Н.Смиренкин

(ФЭИ)

В работе экспериментально изучено асимметричное деление доактинидных ядер от ^{213}At до ^{206}Bi в реакциях (α, f) и (p, f) и на основе полученной информации рассмотрены основные свойства этого нового явления.

The paper reports on experimental study of asymmetric fission of pre-actinide nuclei from ^{213}At to ^{206}Bi in (α, f) and (p, f) reactions. Information obtained in the experiment makes possible to discuss the bulk properties of that new phenomenon.

Систематические исследования массовых и энергетических распределений осколков деления доактинидных ядер заряженными частицами, проводимые в последние несколько лет на изохронном циклотроне ИЯФ АН КазССР, с одной стороны, привели к установлению ряда новых свойств преобладающего симметричного способа деления [1], а с другой - к обнаружению асимметричной компоненты в распределении масс осколков деления ядер ^{213}At в реакции $^{209}\text{Bi}(\alpha, f)$, вклад которой в полный выход слабо зависит от энергии и составляет примерно $\sum Y_n / 100\% \approx 4 \cdot 10^{-3}$ [2]. В данной работе представлены результаты дальнейших исследований этого интересного явления, полученные при делении более легких ядер-мишеней от ^{197}Au до ^{208}Pb α -частицами и протонами в области энергий возбуждения над барьером деления $U = E - E_p \approx 7-14$ МэВ (E_p - высота барьера [3]). Эти результаты позволяют нам детально проанализировать Z- и N-зависимости асимметричного способа деления доактиноидов и обсудить в целом эту проблему.

Для измерения распределений масс $Y(M)$ в работе использовался метод спектрометрии энергии парных осколков Si-Au - детекторами. Мишенями служили слои обогащенных изотопов ^{204}Pb , ^{206}Pb , ^{208}Pb и моноизотопа ^{197}Au толщиной ~ 100 мкг/см², нанесенные термическим распылением в вакууме на подложку из Al_2O_3 толщиной 20 мкг/см².

Детально методика эксперимента изложена в работе [4]. На рис.1 для делящихся ядер ^{213}At , ^{212}Po , ^{208}Po , ^{205}Bi и ^{201}Tl при энергии возбуждения $U \approx 11$ МэВ представлены кривые выхода масс $Y(M)$, из которых видно, что с уменьшением массового числа A форма $Y(M)$ существенно меняется, т.е. все менее отчетливо проявляется выступ на крыльях распределений с асимметричным способом деления. В нижней части рис.1 приведены асимметричные компоненты $Y_a(M)$, определенные как разность между полным и экстраполированным симметричным выходами $Y_a(M) = Y(M) - Y_s(M)$, используя для описания последнего в области M , где $Y_s(M) \approx Y(M)$, гауссово распределение. Для всех ядер, где наблюдается асимметричный способ деления, $Y_a(M)$ также имеет, судя по правому крылу распределения, гауссову форму, в то время как на левое крыло $Y_a(M)$ накладывается довольно сильная структура в виде узкого пика при $\bar{M} \approx 132$ с шириной $\sim 2\text{а.е.м.}$

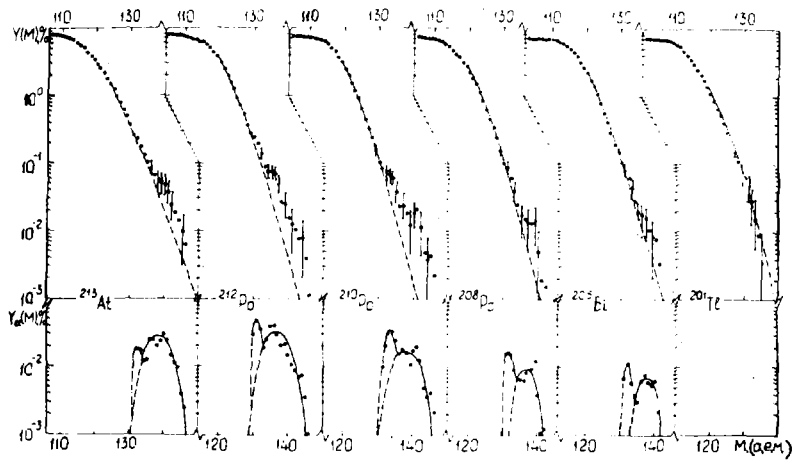


Рис.1. Распределение масс $Y(M)$ и выделенная асимметричная компонента $Y_a(M)$ осколков деления ядер ^{213}At , $^{212-208}\text{Po}$, ^{205}Bi и ^{201}Tl при энергии возбуждения $U \approx 11$ МэВ в зависимости от массы тяжелого осколка M

Перейдем к обсуждению зависимости параметров выделенного асимметричного способа деления от массового числа. Для этой цели на рис.2 представлены в зависимости от A средняя масса тяжелого и легкого осколков \bar{M}_T и \bar{M}_L соответственно, их отношение, ширины рас-

пределений $Y_a(M)$ и отношение симметричной компоненты $Y_s(M)$ к асимметричной $Y_a(M)$ при $U \approx 11$ МэВ. Здесь же приведены указанные характеристики и для ядер-актинидов [5-10].

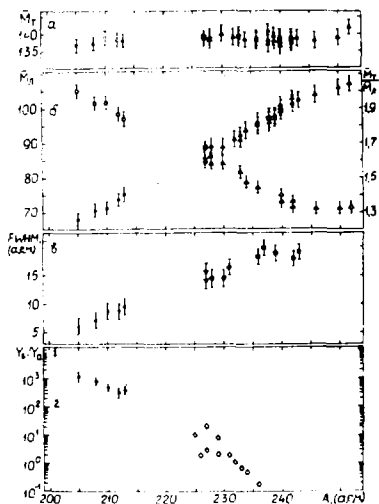


Рис. 2. Зависимость от массового числа A характеристик асимметричного способа деления ядер: \bullet, \circ - наши экспериментальные данные; а) средняя масса тяжелого осколка \bar{M}_T ; $\blacktriangle, \blacktriangledown$ - /5,6/ б) средняя масса легкого осколка \bar{M}_L ; \blacktriangle - /5/; \blacktriangledown - /6/; отношение средних масс \bar{M}_T/\bar{M}_L ; \blacktriangledown - /6/; \triangle - /7/; в) ширины распределений $Y_a(M)$ на половине высоты $F_{\text{шир}}(M)$; \blacksquare - /8/; \blacklozenge - /9/; \blacktriangledown - /6/; г) вклад асимметричной компоненты $Y_a(M)$ в выход $Y_s(M)$ при $U \approx 11$ МэВ. Y_s/Y_a ; \diamond - данные работы [10], полученные линейной экстраполяцией энергетических зависимостей до $U = 11$ МэВ

Из анализа представленной информации можно сделать следующие выводы: 1. Средняя масса тяжелого осколка \bar{M}_T слабо меняется в широкой области A , от величины $\bar{M}_T = 136-137$ а.е.м. для ^{205}Bi до $\bar{M}_T = 142$ а.е.м. для ^{252}Cf , в то время как масса легкого осколка \bar{M}_L с ростом A существенно сдвигается в сторону тяжелого осколка. Таким образом, зависимость \bar{M}_T от A подтверждает замечательную стабильность этой характеристики в широкой области ядер, при этом отношение \bar{M}_T/\bar{M}_L , характеризующее степень асимметрии деления, меняется от 1,3 для ^{252}Cf до 2 для ^{205}Bi , достигая, по-видимому, своего предельного значения. 2. Ширина асимметричной компоненты на половине высоты максимума $Y_a(M)$ изменяется достаточно плавно с A , увеличиваясь от 6-7 до 19-20 а.е.м. в диапазоне массовых чисел 205-243. 3. Вклад асимметричной компоненты в полный выход с уменьшением массового числа монотонно падает и на ^{205}Bi резко обрывается, поскольку при делении ядер ^{201}Tl вообще не удалось наблюдать событий асимметричного типа деления. Следовательно, на основе изучения Z и N - зависимостей $Y_a(M)$ можно достаточно уверенно выделить в Периодической таблице элементов область ядер, где асимметричное деление имеет место.

Таким образом, перечисленные свойства асимметричного способа деления доактинидных ядер укладываются в единую картину асимметрии деления.

Наряду со свойствами асимметричного способа деления "легких" ядер, объединяющими их с тяжелыми ядрами-актинидами, имеются и существенные различия между ними. В этом отношении заслуживает внимания энергетическая зависимость величины отношения симметричного выхода к асимметричному $Y_s(M)/Y_a(M)$, детально исследованная нами для делящихся ядер ^{213}At и ^{210}Po . Зависимость Y_s/Y_a для указанных ядер представлена на рис.3 вместе с аналогичными данными для ^{226}Ac [10] ^{236}U [11].

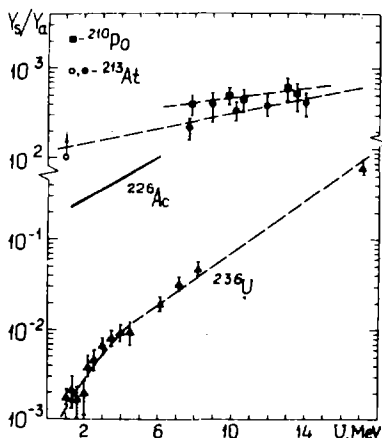


Рис.3. Энергетическая зависимость отношения симметричного выхода к асимметричному Y_s/Y_a для ^{213}At и ^{210}Po ; Δ - [11]; ординарная прямая - [10]; δ - оценка из работы [12] для ^{213}At

Видно, что ^{213}At и ^{210}Po отличаются от ^{236}U не только абсолютной величиной (почти на 5 порядков), но и скоростью его изменения с энергией (в изученном интервале U в пять раз, а от порога деления более чем в 50 раз). Следует отметить, что на самых легких изотопах Ra и Ac [10], один из которых показан на рис.3, скорость изменения Y_s/Y_a с энергией существенно меньше, чем для более тяжелых изотопов этих элементов, а также Th и U . Этот факт, по-видимому, свидетельствует о том, что указанное свойство приобретает делящиеся ядра уже при переходе через Ra .

Основной характеристикой делящегося ядра, которой определяются эти различия, является потенциальная энергия деформации V в

момент формирования способа деления. Как показано нами в работе [2], для объяснения экспериментальных данных требуется, чтобы при переходе от тяжелых ядер к доактинидам разница $V_B - V_A$ изменяла знак, а именно: $V_B > V_A$ в первом случае и $V_B < V_A$ во втором случае. Расчеты потенциальной энергии деформации по методу оболочечной поправки [13] показывают, что второе условие может обеспечиваться уже в седловой точке. Согласно [13], для ядер свинца существуют две седловые точки и долины, по которым развивается процесс деления: одна с небольшой асимметричной деформацией (симметричный способ деления), другая более высоко расположенная с очень большой асимметрией $\bar{M}_T / (A - \bar{M}_T) \approx 2$, которая близка к наблюдаемой в наших экспериментах.

Исследование свойств предлагаемого способа деления доактинидов [1] также указывает на большую, если не определяющую, роль седловой точки в формировании симметричной компоненты исследованных распределений. В данной области ядер седловая точка и точка разрыва, по-видимому, достаточно близки, чтобы на спуске с вершины барьера существенно изменился характер потенциальной энергии деформации. В этой связи интересно было бы получить предсказания свойств деления доактинидов в рамках статистической модели, прежде всего для отношения Y_B/Y_A в зависимости от нуклонного состава и энергии возбуждения ядер. Анализ конфигураций разделения [14] показывает, что именно при переходе через $A \approx 205$ в согласии с экспериментом становится невозможным образование легких осколков с энергетически выгодными числами $N \approx 44$ (деформированная оболочка) и $Z = 28$ (сферическая оболочка) в дополнение к сферической оболочке $N = 82$, определяющей стабильность массы тяжелого осколка $\bar{M}_T = 140 \pm 3$ в области $205 \leq A \leq 256$.

Список литературы

1. Грузинцев Е.Н. и др. См. наст. сб., с. 25-30.
2. Грузинцев Е.Н. и др. Письма в ЖЭТФ, 1982, т. 36, с. 304.
3. Myers W.D., Swiatecki W.J., Arc. Physic, 1967, v. 36, p. 598.
4. Грузинцев Е.Н. и др. Препринт I-83, 1983, ИЯФ АН КазССР.
5. Flynn K.F., Von Gunter H.R., Phys. Chem. Fission, Proc. 2nd IAEA Symp., Vienna, 1969, p. 731.
6. Конеску Е., Schmitt H.W. Phys. Rev., 1968, v. 172, p. 1213; Конеску Е., Schmitt H.W., Weber J. Phys. Chem. Fission, Proc. 3d IAEA Symp., Rochester, 1973, v. 2, p. 3.
7. Курчатов Б.В. и др. ЯФ, 1971, т. 14, с. 943.
8. Околович В.Н., Павлов А.Ф., Тишин А.С. ЯФ, 1975, т. 21, с. 699. Околович В.Н., Павлов А.Ф. Препринт-16, 1975, ИЯФ АН КазССР.

9. Britt H.C., Wegner H.E., Gursky J.C. Phys.Rev., 1963, v.129, p.2239.
10. Specht H.J. Nucleonika, 1975, v.20, p.717.
11. Дьяченко П.П., Кузьминов Б.Д., Тараско Н.З., ЯФ, 1968, т.8, с.286.
12. Кукс И.М. и др. ЯФ, 1978, т.27, с.54.
13. Пашкевич В.В. Препринт, Дубна p-4-55-81, 1971. Nucl.Phys., 1971, v.A169, p.275.
14. Strutinski V.M. Nucl.Phys., 1968, v.A122, p.1.

О ФОРМИРОВАНИИ СИММЕТРИЧНОГО СПОСОБА ДЕЛЕНИЯ
ДОАКТИННЫХ ЯДЕР

Е.Н.Грузинцев, М.Г.Иткис, В.Н.Околович

(ИЯФ АН КазССР)

Г.Н.Смиренкин

(ФЭИ)

В области ядер $O_8 - At$ в реакциях (α, f) и $(^3He, f)$ выполнены измерения дисперсии массового распределения осколков деления σ_M^2 .

Из анализа экспериментальных данных сделан вывод, что свойства симметричного деления в окрестности $\chi \approx 0,7$ в значительной степени определяются стадией прохождения через барьер.

The variances of fission-fragment mass distributions were measured for (α, f) and $(^3He, f)$ reactions in the interval between O_8 and At .

The analysis of experimental data suggests that the properties of symmetric fission around $\chi \approx 0,7$ are mainly determined by the stage of passing of the fission barrier.

Благодаря объединению основополагающих идей модели жидкой капли и представлений о нуклонных оболочках в настоящее время сложилась в целом непротиворечивая, хотя и во многих аспектах качественная картина процесса деления ядер. Наиболее глубокие пробелы в ней связаны с описанием массовых распределений осколков: до сих пор дискутируется один из центральных вопросов теории об участии потенциального барьера, ответственного за формирование массового распределения. При этом обычно противопоставляют две выделенные фазы в эволюции делящегося ядра: седловую точку и точку разрыва. Для них расчеты В.М.Струтинского [1] по капельной модели предсказывают сильно отличающиеся зависимости дисперсии массового распределения σ_M^2 от параметра делимости χ , и это обстоятельство можно использовать для проверки гипотез о его формировании в процессе деления.

Экспериментальное изучение доактинных ядер ($\chi \sim 0,7$), предпринятое в данной работе, интересно по ряду причин. Во-первых, доакти-

виды делаются преимущественно симметричным способом и должны быть хорошим объектом для описания капельной модели, во-вторых, именно для окрестности $X \approx 0,7$ можно ожидать наиболее благоприятного соотношения между конфигурациями в седловой точке и точке разрыва: их разница достаточна, чтобы сделать выбор между указанными гипотезами, но в то же время не слишком велика, чтобы исследуемый эффект существенно искажился при спуске с вершины барьера.

Эксперименты были поставлены на изохронном циклотроне г. Алматы. На пучке α - частиц с энергией до 50 МэВ была изучена область $Tl - At$, которую мы в дальнейшем расширили в сторону более легких делящихся ядер до осмия с помощью реакций (${}^3He, f$). С этой целью использовался пучок ускоренных ионов 3He с энергией до 60 МэВ. Для измерения массовых распределений применялся метод спектрометрии энергии парных осколков полупроводниковыми детекторами. Мишенями служили металлические слои толщиной порядка 100 мкг/см² из обогащенных изотопов Au, W, Pt, Tl, Pb, Bi, изготовленные методом термического распыления в вакууме с помощью электронной пушки на подложку из Al₂O₃ толщиной ~20 мкг/см². Здесь мы сообщаем только те результаты измерений, которые непосредственно относятся к изучению зависимости $\sigma_M^2(X)$. Вторым важным результатом этого цикла экспериментов (обнаружение в области актиноидов асимметричного типа деления) обсуждается нами в другом докладе на данной конференции [2].

Результаты данного эксперимента согласуются с температурной зависимостью, которая следует из статистического описания [1]

$$\sigma_M^2 \sim \langle \Delta \eta^2 \rangle = \Theta \left[\frac{1}{2} \frac{d^2 V}{d\eta^2} \right]^{-1}, \quad (1)$$

где Θ - ядерная температура, $V(\eta, x)$ - потенциальная энергия ядра как функция асимметричной деформации η , имеющая минимум при $\eta = 0$. На рис.1 приведены экспериментальные данные настоящей работы о зависимости $\sigma_M^2(X)$, которые были получены в реакциях с α - частицами ($\Theta = 1, 10$ МэВ) и ионами 3He ($\Theta = 1, 58$ МэВ). Значения параметра

$$x = \frac{c_3}{2a_2} \cdot \frac{Z^2}{A} \left[1 - k \left(\frac{A-2Z}{A} \right)^2 \right]^{-1} \quad (2)$$

вычислялись для набора констант a_2, c_3, k [3]. Обращаем внимание на характерный "излом" этой зависимости с минимумом σ_M^2 при $x \approx 0,69$.

В реакции (α, f) удалось изучить лишь её восходящую ветвь. Ниже будет показано, что именно она соответствует тем X , в области которых поведение σ_M^2 становится критичным к предположениям о месте формирования массового распределения осколков.

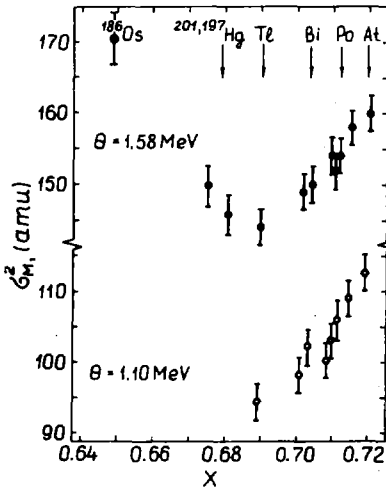


Рис.1. Зависимость дисперсии σ_M^2 от параметра делимости X : $^{3,4}\text{He}, \text{C}$ - реакции (He, f) и (α, f) соответственно

На рис.2 полученные экспериментальные данные вместе с результатами других работ представлены в форме, удобной для сравнения с предсказаниями капельной модели [1]. В работе [1] приведенной на рис.2 величиной

$$Q(x) = [V(\eta, x) - V(0, x)] \eta^{-2} \quad (3)$$

определяется устойчивость ядра по отношению к асимметричным вариациям форм, которые характеризуются параметром деформации

$$\eta = \left(M - \frac{A}{2}\right) \cdot \frac{A}{2} \quad (4)$$

Из соотношений (1), (3), (4) можно получить связь с наблюдаемой дисперсией массового распределения

$$Q = \frac{A^2}{32E_s^0} \cdot \frac{\theta}{\sigma_M^2} \quad (5)$$

где E_s^0 - поверхностная энергия сферической капли. Так как $\sigma_M^2 \sim \theta$,

введение параметра Q позволяет представлять и сравнивать экспериментальную информацию о G_M ~~единым независимым~~ от энергии возбуждения образом.

Расчеты $Q(x)$ в работе [1] выполнены для трех значений параметра $\Gamma=0, \pm 0, 1$ характеризующего зависимость E_G от кривизны поверхности. Кривые на рис.2 (сплошная - для седловой точки и пунктирная - для точки разрыва) соответствуют наиболее реалистичному значению $\Gamma = -0, 1$. Для тех же состояний делящегося ядра и параметра $\Gamma = -0, 1$ в нижней части рис.2 показаны результаты расчета обратного эффективного момента инерции $J_{эфф}^{-1}$ [10], который может служить удобной и чувствительной характеристикой зависимости конфигурации делящегося ядра от параметра x .

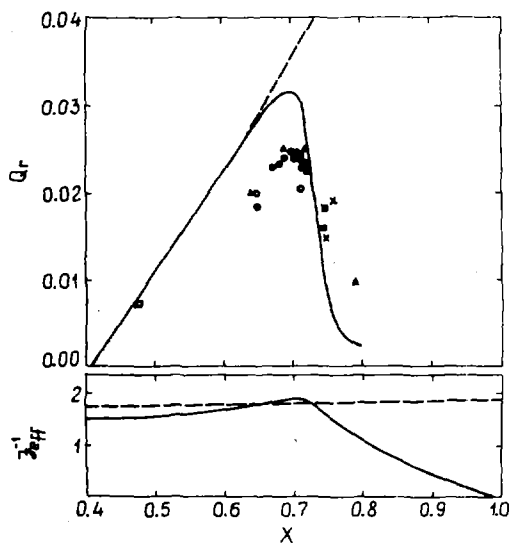


Рис.2. Зависимость величины Q , характеризующей устойчивость к асимметричным вариациям форм ядра (вверху) и обратного эффективного момента инерции $J_{эфф}^{-1}$ (внизу) от параметра делямости x : — для седловой точки [1], - - - для точки разрыва [1]; экспериментальные данные: реакции с легкими заряженными частицами: ● - настоящая работа, ▲ - [4,5], ■, x - [6,7,8]; реакции с тяжелыми ионами ○ - [9], □ - [9]

Из теоретических кривых видно, что при $X \leq 0,7$ и $X > 0,7^*$ поведение $Q(x)$ и $J_{эф}^{-1}$ имеет совершенно разный характер: в первой области сплошные и пунктирные кривые практически совпадают из-за близости конфигураций ядра в седловой точке и точке разрыва, во второй — резко расходятся по мере увеличения различий между этими состояниями. При этом зависимость $Q(x)$ для седловой точки имеет четко выраженный максимум при $X \approx 0,7$, тогда как для точки разрыва $Q(x)$ монотонно растет. Наши экспериментальные данные о дисперсии σ_M^2 на наиболее характерном участке X (рис.1) и совокупность их с другими данными [4-9] в виде зависимости $Q(x)$ на рис.2 обнаруживают структуру, типичную для первой гипотезы, показывая, что стадия прохождения седловой точки сказывается решающее влияние на формирование массовых распределений в той области X , где преобладает симметричный способ деления.

Стадия спуска с вершины барьера вследствие обмена между коллективными и нуклонными степенями свободы, несомненно, также оказывает влияние на массовые и энергетические распределения осколков и определяет наблюдаемую на опыте их корреляцию. Роль этого фактора должна возрастать с ростом X по мере увеличения разницы в конфигурациях ядра в седловой точке и точке разрыва. Более определенные выводы по этому важному вопросу на основе существующих динамических моделей (Никс [12]; Никс, Святецкий [13]) или статистического подхода (Фонг [14]; Уэлкинс [15] и др.) сделать пока трудно, так как они не воспроизводят многие свойства дисперсии распределений осколков как в рассмотренной нами области x , так и для тяжелых ядер $x \approx 0,8$ [11]. На достигнутом уровне знания можно лишь заключить, что обнаруженная в данной работе зависимость σ_M^2 от X очень чувствительна к предположениям о формировании симметричного типа деления, и это делает ее хорошим тестом для проверки теоретических моделей деления, нуждающихся в значительных усовершенствованиях.

* Здесь мы рассматриваем специфическую область $X \geq 0,8$, детально изученную в работе [11] и которой, согласно [1], соответствует возрастающая с ростом x ветвь зависимости $Q(x)$. Эксперимент [11] обнаруживает обратную зависимость.

Список литературы

1. Струтинский В.М. ЭТФ 1963, 45, 1900.
2. Грузинцев Е.Н. и др. "Асимметричное деление доактинидных ядер". - См.наот.об., с. 19-24.
3. Myers W.D., Swiatecki W.D. Arc.Physio, 1967, v.36, p;598.
4. Plasil F. et al. Phys.Rev., 1972, C5, p.528.
5. Plasil F. et al. Phys.Rev., 1966, v.142, p.696.
6. Britt H.C.; Wegner H.E., Gursky J.C. Phys.Rev., 1963, v.129, p;2239.
7. Коневы Е., Schmitt H.W. Phys.Rev., 1968, v.172, p.1213.
8. Perry P.B., Fairhall A.W. Phys.Rev.C, 1971, v.4, p.977.
9. Namboodiri et al. Nucl.Phys., 1975, v.A252, p.163.
10. Струтинский В.М. ЯФ 1965, 1, 821.
11. Карамян С.А. и др. ЯФ 1968, 8, 690.
12. Nix J.R. Nucl.Phys., 1969, v.A130, p.241.
13. Nix J.R., Swiatecki W.D. Nucl.Phys., 1965, v.71, p.1.
14. Fong P. Phys.Rev., 1956, v.102, p.434.
15. Wilkins B.D. et al. Phys.Rev., 1976, C14, p.1832.

ЭФФЕКТ УГЛОВОГО МОМЕНТА В ДЕЛЕНИИ ДИОКТИНИДНЫХ ЯДЕР

М.Г.Итгис, И.А.Камёнев, С.И.Мульгин, В.Н.Околович

(ИЯФ АН КазССР)

А.В.Игнатик, Г.Н.Смиренин

(ФЭИ)

Н.И.Зайка, Ю.В.Кибкало, В.А.Токарев

(ИИИ АН УССР)

Измерены сечения деления и угловые распределения осколков при делении ^{209}Bi , ^{205}Tl , ^{197}Au , ^{185}Re протонами с энергией 30–70 МэВ и ^{209}Bi , ^{206}Pb , ^{197}Au , ^{185}Re , ^{182}W , ^{177}Hf α -частицами с энергией 40–80 МэВ. На основе анализа экспериментальных данных получены барьеры деления ядер и рассмотрено влияние углового момента, реализующегося в составном ядре, на вероятность деления.

Measurements of fission cross-sections and fragment angular distributions were carried out in reactions of ^{209}Bi , ^{205}Tl , ^{197}Au , ^{185}Re with 30–70 MeV protons and of ^{209}Bi , ^{206}Pb , ^{197}Au , ^{185}Re , ^{182}W , ^{177}Hf with 40–80 MeV α -particles. The analysis of experimental data made possible of angular momentum realized in the compound nucleus upon the fission probability.

Данная работа является продолжением цикла экспериментальных исследований вероятности деления диоктинидов в реакциях с заряженными частицами [1–3], предпринятого с целью изучения фундаментальных характеристик делящегося ядра: барьера деления, формы в переходном состоянии и статистических свойств в зависимости от энергии возбуждения и углового момента. Для решения поставленной задачи было необходимо существенно расширить диапазон энергий возбуждения на несколько десятков МэВ по сравнению с ранее изученным на циклотроне У-150 ИЯФ АН КазССР в реакциях с протонами и α -частицами, где $E_p^{\text{max}} = 30$ МэВ и $E_\alpha^{\text{max}} = 50$ МэВ соответственно.

Такие эксперименты были поставлены нами на выведенном пучке ионов изохронного циклотрона У-240 ИИИ АН УССР в диапазоне энергий протонов $E = 30$ –70 МэВ и α -частиц – 40–80 МэВ. Варьирование энергии

ионов через 10 МэВ осуществлялось перестройкой режима работы ускорителя, а внутри этого диапазона - с помощью поглощающих \mathcal{N} -фольг. Пучок ионов, прежде чем поступить на мишень, формировался графитовым коллиматором с каналом диаметром 2 мм и длиной 150 мм. В качестве мишеней использовались слои обогащенных изотопов толщиной $\sim 1-2$ мг/см², изготовленные методом электроосаждения на медную подложку (Bi, Pb, Tl, Au, Re) или методом термореактинга в виде самонесущих фольг (W, Hg). Для регистрации осколков деления применялась хорошо зарекомендовавшая себя в подобных исследованиях [1] трековая методика. Детекторами служили цилиндрические стекла. Дифференциальное сечение находилось из распределения числа треков вдоль дуги детектора $N(\theta)$ после введения в него поправок на движение центра масс и конечное угловое разрешение. Для относительных измерений сечения деления

$$\sigma_f(E_p, \alpha) \sim \frac{1}{q\alpha} \int N(\theta) \sin\theta d\theta \quad (I)$$

проводилась регистрация суммарного заряда ионов q (n - число ядер в мишени). Эталонном служило сечение деления ^{209}Bi α -частицами и протонами [4].

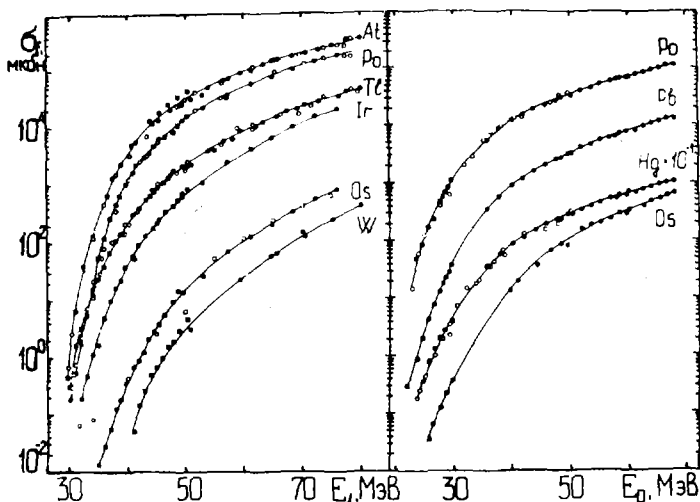


Рис.1. Энергетическая зависимость сечений деления в реакциях (α, f) - слева, (p, f) - справа: \bullet - настоящая работа; \blacksquare - данные [1,2]; \circ - данные [4]; \square - данные [5]. Кривые проведены по точкам

На рис. I представлены результаты измерений энергетической зависимости сечений деления ядер в реакции (p, f) и (α, f) вместе с данными работ [4,5] и нашими результатами [1,2], полученными при более низких энергиях α -частиц и протонов на изохронном циклотроне ИИФ АН КазССР. Видно, что в целом результаты разных работ хорошо согласуются между собой во всем диапазоне энергий налетающих частиц.

Для анализа экспериментальных данных об энергетической зависимости σ_f привлекалось статистическое описание с учетом парных корреляций нуклонов, коллективных и оболочечных эффектов в плотности уровней [6,7]. В рамках этого подхода делимость представляется в виде

$$P_f(E) = \frac{\sigma_f(E)}{\sigma_c(E)} = \gamma(J_{\max}) \frac{\Gamma_f^0}{\Gamma_n^0} \sum_1 \frac{\sigma_c^1(E)}{\sigma_c(E)}. \quad (2)$$

Здесь σ_c^1 - парциальное сечение образования составного ядра с моментом 1, Γ_f^0 / Γ_n^0 - отношение делительной и нейтронной ширины с нулевым угловым моментом, $\gamma(J_{\max})$ - фактор, учитывающий зависимость ширины от углового момента составного ядра J_{\max} ($J \approx 1$).

В отличие от предыдущих работ [6,7], при описании сечения образования составного ядра σ_c учитывались неравновесные процессы при взаимодействии частиц с ядром [8], вклад которых в полное сечение реакций σ_R , рассчитываемое по оптической модели, значителен во всей интересующей области энергий, т.е. $\sigma_c = \sigma_R - \sigma_{nc}$ (в [6,7] σ_c принималось равным σ_R). Кроме того, при анализе делимости ядер мы отказались от упрощающего предположения, что отношение параметров плотности уровней в делительном и нейтронном канале $\tilde{a}_f / \tilde{a}_n = 1$, и учли влияние на параметр \tilde{a} поверхности ядра, которая заметно возрастает при переходе ядра от равновесной формы (нейтронный канал) к аномально деформированному состоянию в седловой точке (делительный канал). При этом отношении $\tilde{a}_f / \tilde{a}_n = 1,03$ для сферических ядер и возрастает до 1,05 - 1,06 в области $W - 0w$ согласно [1].

Остановимся на результатах анализа делимости одних и тех же составных ядер, образованных в реакциях (p, f) и (α, f) . Этот анализ представляет значительный интерес в связи с возможностью получения информации о влиянии входного канала на величину P_f из-за разных значений передаваемых делящемуся ядру угловых моментов бомбардирующими частицами. Следует отметить, что именно для пары частиц (α, p) складываются наиболее благоприятные условия для исследования эффектов углового момента при энергиях вблизи барьера деления, где наблюдалась зависимость P_f от l_{\max} [2], противоположная tradi-

ционной картине - чем выше l , тем больше делимость, наблюдаемая при значительных величинах E и l .

Энергетическая зависимость $P_f(E)$ для двух составных ядер ^{210}Po и ^{186}Os , каждое из которых образовано в реакциях (p, f) и (α, f) и наиболее полно изучено именно в данном эксперименте, показана на рис.2.

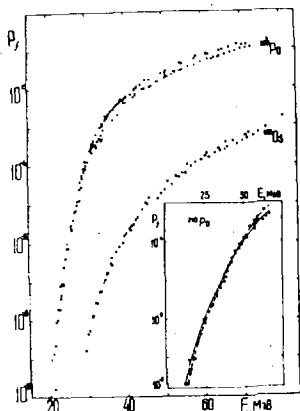


Рис.2. Энергетическая зависимость делимости ядер ^{210}Po и ^{186}Os ; \bullet - реакция (α, f) \circ - реакция (p, f) . На вставке: низкоэнергетическая часть этой же зависимости. Кривые - результаты расчета

Вследствие учета различий в $\sigma_0(E)$ и $\sigma_D(E)$ делимости протонами и α -частицами несколько соизмерились (по сравнению с [2]) на околопороговом участке, но тем не менее эффект "аномального" влияния углового момента на делимость ^{210}Po достаточно хорошо виден на вставке к рис.2. Природа этого эффекта связана с энергетической зависимостью фактора $\gamma(J_{\max})$, который при небольших $J_{\max} \approx l_{\max}$ может быть представлен в виде

$$\gamma(J_{\max}) \approx 1 + \left(\frac{\sigma_{1f}^2 / \sigma_{1D}^2 - 1}{\sigma_{1f}^2 / \sigma_{1f}^2 - 1} - \frac{1}{3} \right) \frac{J_{\max}^2}{4K_0^2} + \dots \quad (3)$$

где σ_1^2 - параметры спиновой зависимости, K_0^2 - дисперсия проекции углового момента на ось разделения ядра. Из (3) видно, что эффект углового момента определяется поведением фактора в скобках, который из-за уменьшения значений σ_{1f}^2 и σ_{1D}^2 по мере приближения к порогу деления изменяет знак, как того требует эксперимент. Для количественного анализа данного свойства необходимо описать обе делимости для реакций (p, f) и (α, f) с единым набором параметров, характеризующим распад составного ядра, учитывая только разницу во входных каналах реакции.

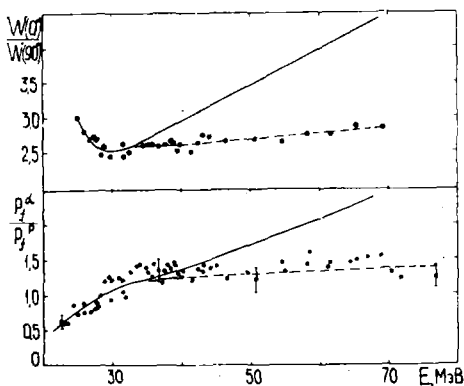


Рис.3. Энергетическая зависимость P_α/P_β (внизу) и анизотропии (вверху) для ^{210}Po из реакций (α, f) и (p, f) : сплошная линия - расчеты с оптическим J_{\max} ; пунктирная - расчеты с J_{\max} , определенным по формуле из работы [4]

На рис.3, в нижней части, для ^{210}Po приведены результаты такого описания в виде зависимости отношения расчетных величин P_α/P_β и их экспериментальных значений от энергии возбуждения. Видно, что на низкоэнергетическом участке расчет хорошо согласуется с экспериментом, и тем самым на поставленный вопрос мы получили исчерпывающий ответ: эффект аномального влияния углового момента на P_α реальный и воспроизводится количественно. Однако при больших возбуждениях, т.е. в области "нормального" влияния углового момента, на P_α наблюдается расхождение между расчетом и экспериментом, нарастающее с энергией частиц. Его можно устранить, если предположить, что при $E \geq 40$ МэВ образование составных ядер в реакции (α, f) происходит при меньших угловых моментах, чем во входном канале, т.е. $J_{\max}^{(c)} \approx J_{\max}^{(c)} < J_{\max}^{(R)}$. Ранее необходимость введения критического углового момента для α -частиц была показана на основе анализа угловой анизотропии деления в реакции $^{209}\text{Bi}(\alpha, f)$ [9]. В верхней части рис.3 мы демонстрируем результаты наших измерений $W(0^\circ)/W(90^\circ)$ для реакции $^{206}\text{Pb}(\alpha, f)$ во всем диапазоне энергий возбуждения вместе с теоретическими расчетами $W(0^\circ)/W(90^\circ)$, в которых $J_{\max}^{(R)} = 1^{(R)}$ [все остальные параметры, необходимые для расчета, те же, что и при описании $P_\alpha(E)$]. Расхождение между наблюдаемой и расчетной анизотропией устраняется, если принять зависимость $J_{\max}^{(c)}$ от E_α в виде

$$[J_{\max}^{(c)}]^2 = \begin{cases} [v_{\max}^{(R)}]^2 & \text{при } E_{\alpha} \leq 40 \text{ МэВ} \\ [8E_{\alpha} + 90] & \text{при } E_{\alpha} \geq 40 \text{ МэВ.} \end{cases} \quad (4)$$

При таком выборе зависимости $J_{\max}^{(c)}$ от E_{α} описание делимости одного и того же ядра, образованного в реакциях (p, f) и (α, f) , становится взаимосогласованным во всем исследованном диапазоне энергий возбуждения.

Таким образом, анализ обеих измеряемых на эксперименте характеристик процесса деления доактинидов - интегральной $-G_f$ и дифференциальной $W(\theta)$ - свидетельствует о существенном влиянии на их описание параметров входного канала реакции. Учет этого обстоятельства позволяет объяснить наблюдаемые в R_f и $W(0^\circ)/W(90^\circ)$ эффекты и получить надежные данные о барьерах деления доактинидов.

Список литературы

1. Игнатиук А.В., Иткис М.Г., Околович В.Н. и др. - "Ядерная физика", 1975, т.21, с.1185.
2. Жукова О.А., Игнатиук А.В., Иткис М.Г. и др. - "Ядерная физика", 1977, т.26, с.473.
3. Бейзин С.Д., Игнатиук А.В., Иткис М.Г. и др. - "Известия АН КазССР, сер. физ.-мат.", 1977, № 2, с.3.
4. Khadai-Joopari A. - Ph.D. Thesis, UCRL-16489, Berkley, 1969.
5. Moretto L.G., Gatti R.C., Thompson S.G. - UCRL-17989, Berkley, 1969.
6. Игнатиук А.В., Истеков К.К., Смиренкин Г.Н. - "Ядерная физика", 1979, т.29, № 4, с.875.
7. Игнатиук А.В., Истеков К.К., Околович В.Н., Смиренкин Г.Н. - Proc. IAEA Symp. Phys. Chem. Fission, Vienna, 1980, v.1, p.421.
8. Bertrand F.E. e.a. - Phys. Rev. C, 1973, v.8, p.1045; Chevalier A. e.a. - Phys. Rev., 1973, v. C8, p.2155.
9. Choudhury R.K., Rekha Govil, Kapoor S.S. - Phys. Rev. C., 1980, v.22, p.1360.

ВЫХОД ОСКОЛКОВ ПРИ ДЕЛЕНИИ ^{235}U РЕЗОНАНСНЫМИ НЕЙТРОНАМИ

Н.А.Гундорин, А.Дука-Зойоми, Я.Климан, И.Криштиак,
А.Б.Попов, В.Пресперян

(ОИЯИ)

Наблюдались вариации выходов γ -квантов из осколков деления в области максимума массового распределения. Относительная величина вариаций достигает $\sim 40\%$, при этом не найдены корреляции со спином резонансов.

The variations of γ -ray yields from several fission fragments were observed in the fission of ^{235}U by resonance neutrons. The changes of yields, e.g. ^{144}Ba and ^{100}Zr , were observed in some resonances and their relative magnitude reached $\sim 40\%$. No correlation of yield changes with energy or spin of neutron resonances below 23 eV was seen.

Изучение вариаций выхода осколков при делении ^{239}Pu и ^{235}U резонансными нейтронами ранее проводилось на ядерных взрывах [1]. Определялись выходы ^{111}Cd и ^{99}m радиохимическим выделением. При этом в интервале энергий от 16 эВ до 100 эВ наблюдались две группы резонансов с разным отношением симметричного к асимметричному делению.

В нашей работе с помощью техники гамма-спектроскопии изучались выходы осколков деления ^{235}U резонансными нейтронами с энергией (0,5-23)эВ. Быстрая ионизационная камера деления, содержащая 10 г ^{235}U [2], использовалась в качестве образца-мишени и помещалась на расстоянии 30 м от реактора ИБР-30, работающего на средней мощности 7,5 кВт с частотой повторения 100 Гц. Временное разрешение составляло 110 нс/м. Мгновенные гамма-кванты, сопутствующие актам деления, регистрировались $\text{Ge}(\text{Li})$ -детектором объемом $\sim 30 \text{ см}^3$ и с энергетическим разрешением $\sim 2,5 \text{ кэВ}$, в интервале 0,06-2 МэВ. Временное разрешение системы камера деления - $\text{Ge}(\text{Li})$ -детектор составляло 8 нс; гамма-кванты регистрировались во временном окне 40 нс от момента регистрации акта деления. Информационно-измерительный модуль выполнен в системе КАМАК на базе ЭВМ типа "Электроника-100/16И". С помощью амплитудно-цифрового преобразователя на 4096 каналов, времяцифрового преобразователя на 1024 канала и спекнтроллера обеспечивалась запись на магнитную ленту

двух параметров регистрируемого события: энергии нейтрона, вызвавшего деление, и энергии сопутствующего гамма-кванта. Сортировка информации, образование двумерной матрицы (времени пролета \times энергии гамма-кванта) и построение дифференциальных спектров одного из параметров в заданном интервале значений другого проводилось на ЭМ СДС-6500. Окончательная обработка и получение конечных числовых результатов сделаны с использованием библиотеки стандартных программ на ЭМ РДР-II/70. Суммарный гамма-спектр в полном интервале времени пролета приведен на рис.1. На рис.2 показан времяпролетный

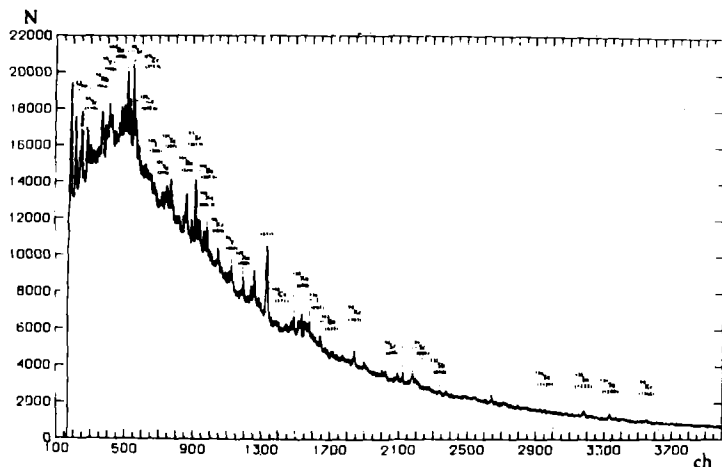


Рис.1. Суммарный спектр гамма-квантов:
ch - номер канала, N - число отсчетов

спектр, соответствующий полному энергетическому интервалу гамма-квантов. На основании известных схем распада фотопики в суммарном γ -спектре приписаны γ -переходам соответствующих осколков. Обработано несколько интенсивных пиков, принадлежащих переходам $2^+ \rightarrow 0^+$ четно-четных осколков, следующим образом: строился времяпролетный спектр для узкого интервала, содержащего фотопик вместе с фоновой подложкой. Фоновый времяпролетный спектр определялся по интервалу, расположенному вблизи γ -пика, выбранному так, чтобы его полная площадь соответствовала площади подложки. Вычитание двух спектров дает чистый времяпролетный спектр, характеризующий вероятность выхода осколка в отдельных резонансах. Такой спектр для γ -квантов с энергией 199 кэВ (^{144}Ba) показан на рис.3.

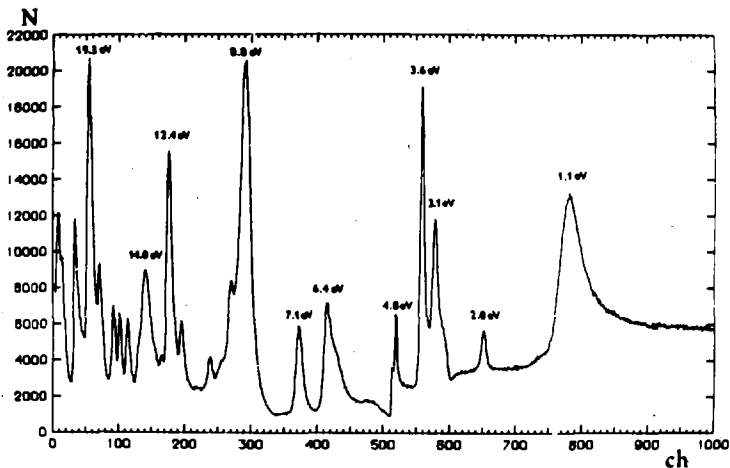


Рис.2. Суммарный спектр по времени пролета:
 ch - номер канала, N - число отсчетов.
 Для первых 512 каналов ширина - 1 мкс,
 от 512 до 1024 - 4 мкс

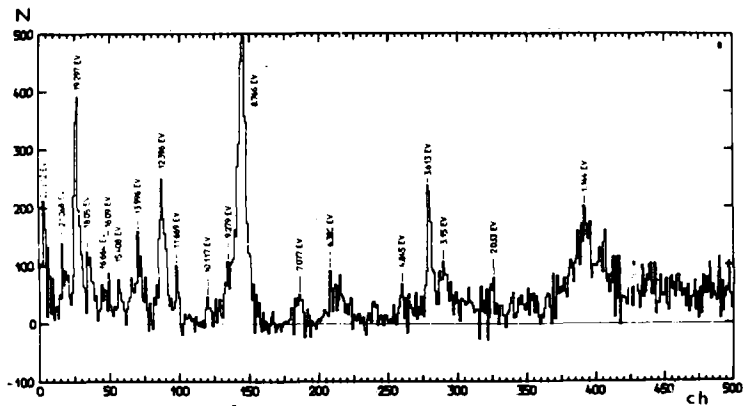


Рис.3. Спектр времени пролета для ^{144}Ba , суммированный
 по двум соседним каналам:
 ch - номер канала, N - число отсчетов

Из сравнения площади резонанса для выделенного осколка (рис.3) и площади того же резонанса в суммарном времяпролетном спектре (рис.2) определены относительные выходы. Выходы данного осколка в отдельных резонансах нормировались на среднее значение выхода этого осколка во всех наблюдаемых резонансах. Таким способом были получены данные о выходах ^{90}Kr , ^{95}Sr , ^{100}Zr , ^{134}Te , ^{144}Ba .

В относительных выходах этих осколков наблюдается значительное количество случаев с отклонением от среднего значения на две статистических ошибки и более. В качестве примера на рис.4 приведены

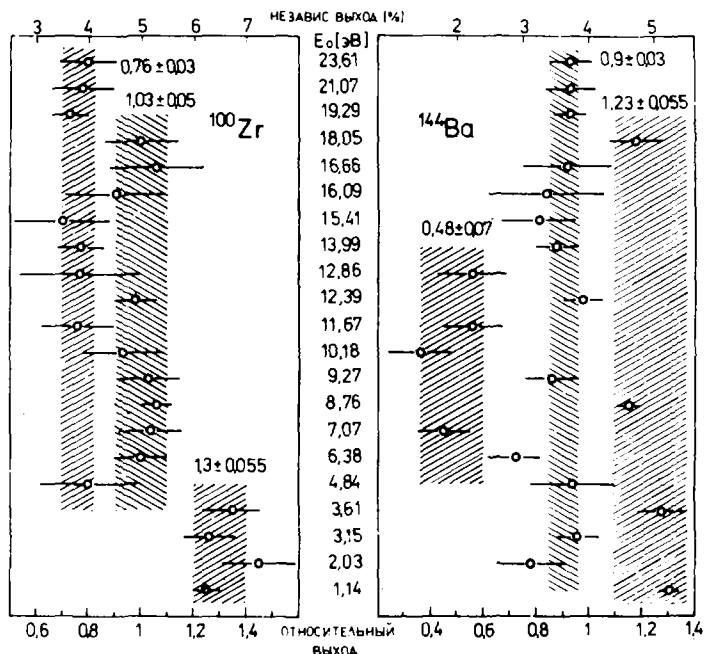


Рис.4. Выходы ^{100}Zr и ^{144}Ba в резонансах ^{235}U .
 На нижней шкале - относительный выход из настоящей работы. На верхней - независимые выходы при делении на тепловых нейтронах [3]. По вертикали указаны энергии резонансов, над заштрихованными областями приведены среднегрупповые значения

выходы ^{100}Zr и ^{144}Ba . Заштрихованы области, соответствующие удвоенной ошибке средних значений, вычисленных в предположении

разбиения данных для каждого осколка на три группы. Оценки по критерию Стюдента свидетельствуют о несовместимости групповых средних со средней величиной выхода для всех упомянутых осколков на уровне значимости $\geq 90\%$ [4]. При этом не наблюдаются корреляции выходов со значениями спинов или энергий резонансов. Поэтому гипотеза о группировании не основана на каком-либо физическом предположении, а была выдвинута только из-за большого разброса выходов осколков при их относительно малых ошибках.

Приведенные в работе результаты являются предварительными, анализ экспериментальных данных продолжается.

Список литературы

1. G.A. Cowan, B.P. Bayhurst, R.J. Prestwood, J.S. Gilmore, G.W. Knobelch, Phys. Rev. 122, (1961), p.1286, 120, (1963), p.2380, 144 (1966), p.979.
2. A. Bogdzel, A. Duka-Zolyomi, J. Kliman, V. Presperin, S.P. Ivdeev, V.D. Kuznetsov, Z. Dlohy, Nuclear Instruments and Methods. 200 (1982), 407-410.
3. IAEA Nuclear Data Section, ENDF 292, Fission Yields, (1980).
4. S. Brandt, Statistical and Computational Methods in Data Analysis, North Holland Pubs. 1970.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР ПРОДУКТОВ ГЛУБОКОНЕУПРУГИХ
РЕАКЦИЙ С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ В МОДЕЛИ КВАЗИДЕЛЕНИЯ

С.М. Выдрут-Власенко, Б.Д. Константинов

(ИЯИ АН УССР)

Рассматриваются глубоконеупругие реакции между очень тяжелыми ионами. В модели квазиделения параметризуется вероятность реакции, и на основе полученного выражения анализируются экспериментальные спектры.

The deep inelastic collisions between very heavy ions are considered. The reaction probability is parametrized in the framework of quasi-fission model. The derived expression is used to analyze the experimental spectra.

Рассмотрим столкновение двух тяжелых ионов с энергией выше кулоновского барьера, которое приводит к образованию двух продуктов с теми же массами. Нас будут интересовать каналы реакции, в которых происходит передача большой доли начальной кинетической энергии ионов во внутреннюю энергию продуктов реакции. Эти процессы называются глубоконеупругими столкновениями и подробно изучались многими авторами (обзор [1]). Экспериментально наблюдаемые спектры продуктов таких реакций имеют широкий максимум, а двойные дифференциальные сечения $d^2\sigma/d\Omega dE$, которые удобно изображать в виде карт Вильчинского [2], имеют на такой карте ярко выраженный гребень. Для очень тяжелых ионов, когда образование составного ядра уже невозможно, угловое распределение имеет узкий боковой пик. С ростом потерь энергии положение максимума практически не меняется, а ширина пика увеличивается [3].

Как было показано [4], сечение реакции между тяжелыми ионами можно представить в виде суммы

$$\sigma = \sigma_{кор} + \sigma_{ст} \quad (I)$$

когерентной $\sigma_{кор}$ и статистической $\sigma_{ст}$ частей. Когерентная компонента возникает из-за отличных от нуля средних значений парциальных амплитуд реакции (аналогично сечению прямых процессов). Статистическая часть сечения появляется из-за наличия корреляции по угловым моментам между амплитудами реакции. Если парциальные амплитуды не коррелируют (т.е. длина корреляции χ равна 0), то статистическая компонен-

та есть вклад в полное сечение реакции от процессов, идущих через стадию составного ядра. При описании глубоконеупругих реакций мы будем предполагать, что вклад когерентных (прямых) процессов мал [5]. В этом случае двойное дифференциальное сечение реакции имеет вид [4, 5]

$$d^2\sigma/d\vartheta dE_f = c E_f^{-1/2} \sum_{L_i=0}^{\infty} \sum_{L_f=0}^{L_i} L_i W(E_f, L_i, L_f) \mathcal{D}(E_f, L_i, L_f; \vartheta), \quad (2)$$

где E_f — полная кинетическая энергия продуктов реакции в системе центра масс, ϑ — угол рассеяния в системе центра масс, c — числовой множитель, L_i — полный угловой момент (совпадающий с начальным орбитальным моментом, поскольку спинами ядер во входном канале мы пренебрегаем), L_f — конечный орбитальный угловой момент, $W(E_f, L_i, L_f)$ — вероятность реакции при заданных угловых моментах и энергии. В (2) $\mathcal{D}(E_f, L_i, L_f; \vartheta)$ — дисперсионная функция [4], которая определяет разброс значений угла рассеяния относительно некоторой функции угловых моментов и энергии (функции отклонения) и зависит от длины корреляции χ . Дисперсионная функция \mathcal{D} нормирована так, что

$$\int_0^\pi \mathcal{D}(E_f, L_i, L_f; \vartheta) d\vartheta = \pi. \quad (3)$$

Из (2) и (3) следует, что если мы рассматриваем проинтегрированные по углу сечения, то результат не зависит от вида корреляции частичных амплитуд реакции. Для спектра продуктов реакции получаем выражение

$$d\sigma/dE_f = \pi c E_f^{-1/2} \sum_{L_i, L_f} L_i W(E_f, L_i, L_f). \quad (4)$$

Таким образом, если мы, используя (4), правильно описываем зависимость сечения от полной кинетической энергии фрагментов, то из анализа угловых распределений по формуле (2) можно извлекать информацию о корреляции частичных амплитуд и, следовательно, о времени протекания реакции.

Вероятность реакции $W(E_f, L_i, L_f)$ параметризуется следующим образом. Конфигурация двойной ядерной системы перед разрывом описывается с помощью одной переменной — расстояния ρ между центрами масс сформировавшихся фрагментов. Поскольку, очевидно, степени свободы системы не исчерпываются только делительной переменной, то при заданных E_f , L_i и L_f возможен распад комплекса при различных значениях ρ . Мы будем считать, что имеется некоторое наиболее вероятное значение удлинения системы — $\bar{\rho}$, а вероятность $W(E_f, L_i, L_f)$ запишем как интеграл по ρ с некоторой колоколообразной весовой функцией от вероятности для данного значения делительной координаты

$$W(E_f, L_i, L_f) = \int f(\rho) W_p(E_f, L_i, L_f) d\rho. \quad (5)$$

Функцию $f(\rho)$ возьмем в гауссовском виде с постоянными центром $\bar{\rho}$ и дисперсией $\Delta\rho$. Вероятность $W_p(E_f, L_i, L_f)$ запишем в факторизованной форме

$$W_p(E_f, L_i, L_f) = N W(L_i) W_{p, L_i}(L_f) W_{p, L_f}(E_f), \quad (6)$$

где N — общая нормировочная постоянная, $W(L_i)$ — вероятность протекания реакции при заданном орбитальном угловом моменте во входном канале (прицельном параметре). Оставаясь в рамках модели ℓ — окна, эту вероятность запишем в виде

$$W(L_i) = \begin{cases} 0, & L_i < L_{min}, L_i > L_{gr} \\ 1, & L_{min} \leq L_i \leq L_{gr}. \end{cases} \quad (7)$$

Верхняя граница дается угловым моментом касательного столкновения L_{gr} , а нижняя подлежит определению из сравнения с экспериментом. Заметим, что в рассматриваемом нами случае наличие L_{min} обусловлено не образованием составного ядра при $L_i < L_{min}$, а выбыванием из интересующего нас канала (без передачи массы) при очень сильном перекрытии плотностей взаимодействующих ионов. В более легких системах L_{min} совпадает с L_{cr} , ниже которого происходит слияние и который может быть определен с хорошей точностью [6]. В (6) $W_{p, L_i}(L_f)$ определяет вероятность передачи полного момента L_i в спины продуктов и конечный орбитальный момент относительного движения [7]. В данной работе мы не учитываем возможность разброса L_f из-за эффектов, несвязанных с деформацией двойной ядерной системы, так как он слабо влияет на форму спектра. Поэтому $W_{p, L_f}(L_f)$ заменена на δ — функцию с центром при моменте, который определяется из модели однородного вращения промежуточной системы, где

$$L_f = \bar{L}_f(\rho, L_i) \equiv L_i \mu \rho^2 / (\bar{J}_1 + \bar{J}_2 + \mu \rho^2). \quad (8)$$

Здесь \bar{J}_1 и \bar{J}_2 — моменты инерции фрагментов, μ — приведенная масса.

Вероятность $W_{p, L_f}(E_f)$ в (6) связана с механизмом передачи энергии относительного движения во внутреннюю энергию продуктов реакции. Центр функции $W_{p, L_f}(E_f)$, которую мы берем в гауссовской форме, определяется из модели квазиделения

$$\bar{E}_f(L_f, \rho) = B_{уд}(\rho) + \frac{1}{2} L_f^2 / \mu \rho^2, \quad (9)$$

где $V_{кул}(\rho)$ - энергия кулоновского отталкивания фрагментов. Дисперсия ΔE_f конечной кинетической энергии определяется как температурой продуктов реакции, так и их деформацией. В данной работе ΔE_f является свободным параметром.

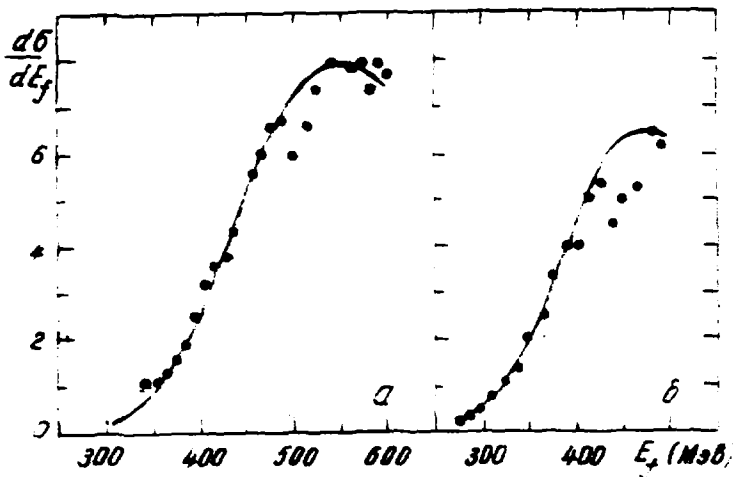
Подставляя формулы (5)-(9) в (4) и выполняя интегрирование по L_i , с точностью до числового множителя получим

$$dG/dE_f \sim E_f^{-1/2} \int_{\rho_{min}}^{\rho_{max}} \exp\left[-\left(\frac{\rho-\bar{\rho}}{\Delta\rho}\right)^2\right] \left\{ \operatorname{erf}\left[\frac{E_f - \bar{E}_f(\bar{L}_f(\rho, L_{gr}), \rho)}{\Delta E_f}\right] - \operatorname{erf}\left[\frac{E_f - \bar{E}_f(\bar{L}_f(\rho, L_{gr}), \rho)}{\Delta E_f}\right] \right\} d\rho. \quad (10)$$

Нижний предел интегрирования ρ_{min} определяется как расстояние между центрами масс фрагментов при нулевой длине шейки промежуточной системы и для фрагментов сферической формы равен сумме их радиусов. Верхний предел ρ_{max} находим из условия, что подынтегральное выражение становится много меньше своего максимального значения.

Параметры модели, от которых зависит форма спектра (10), можно разбить на две группы. В первую группу входят величины $\bar{\rho}$ и L_{min} , которые определяют положение максимума спектра, но почти не влияют на его ширину. При изменении величин второй группы $\Delta\rho$ и ΔE_f существенно меняется только ширина спектра. Поэтому из сравнения с экспериментом каждая группа параметров определяется независимо.

По формуле (10) выполнены расчеты спектров продуктов из реакции $^{136}\text{Xe} + ^{209}\text{Bi}$ без передачи массы при начальных энергиях (в с.ц.м.) 569 МэВ и 685 МэВ и проведено сравнение с экспериментом [8,9]. Результаты приведены на рисунке. Точками показаны экспериментальные значения, а сплошной линией - результаты расчета, нормированные по максимуму экспериментальной кривой. Для обеих энергий параметры $\bar{\rho}$, $\Delta\rho$, ΔE_f , а также ширина ℓ - окна $\Delta L = L_{gr} - L_{min}$ выбирались одинаковыми и равными $\bar{\rho} = 16,2$ фм, $\Delta\rho = (3,8-4,0)$ фм, $\Delta E_f = (30-50)$ МэВ, $\Delta L = 180$ (изменение параметров в указанных пределах практически не меняет форму спектра). При вычислениях моменты инерции \mathcal{J}_1 и \mathcal{J}_2 продуктов реакции, а также кулоновский барьер $V_{кул}(\rho)$ рассчитывались как для сферических ядер с $Z_0 = 1,2$ фм.



Спектр (в произвольных единицах) для реакции $^{136}\text{Xe} + ^{209}\text{Bi}$ без передачи массы при начальной энергии: а) $E_{\text{нач}} = 1130$ МэВ; б) $E_{\text{нач}} = 940$ МэВ. Точки - экспериментальные данные [8,9], сплошная линия - расчет по формуле (10) с параметрами, приведенными в тексте

Из рисунка видно, что рассчитанные кривые правильно отражают ход экспериментальной кривой, что указывает на справедливость предположения о статистическом механизме реакции. Полученные значения параметров вероятности реакции будут в дальнейшем использованы при расчете угловых распределений в реакциях подобного типа.

Список литературы

1. Schröder W.U., Huizenga J.R. - Ann.Rev. Nucl.Sci., 1977, v.27, p.465.
2. Wilczynski J. - Phys.Lett., 1973, v.47B, p.484.
3. Wollersheim H.J. et al. - In: GSI Scientific Report 1981, preprint GSI-82-1, 1982, p.22.
4. Strutinskij V.M. - Z.Physik A, 1978, v.286, p.77.
5. Выдрук-Власенко С.М., Константинов Б.Д. - ЯФ, 1982, т.36, вып. 6(12), с. 1405.
6. Wilczynski J. - Nucl. Phys., 1973, v.A276, p.386.
7. Wologschin G. - Nucl. Phys., 1979, v.A316, p.146.
8. Schröder W.U. et al. - Phys.Rep., 1978, v.45C, p.301.
9. Wilcke W.W. - Phys.Rev., 1980, v.C22, p.128.

РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПРОДУКТОВ ФОТОДЕЛЕНИЯ ^{237}Np И ^{239}Pu ПО МАССАМ
И ЗАРЯДАМ

М.Я.Кондратько, А.В.Мосесов, К.А.Петржак

(Ленинградский технологический институт им.Ленсовета)

В массовых распределениях продуктов деления нептуния-237 и плутония-239 тормозным излучением (при граничной энергии 28 МэВ) проявляется сглаженная тонкая структура выходов парных осколков. Наблюдаемые различия ширины пиков легких и тяжелых продуктов объясняются вкладом эмиссионного деления. Оценки Z_p , полученные на основании экспериментальных фракционных независимых выходов, согласуются с систематикой данных по нейтронному делению.

Peak asymmetry in mass distributions of ^{237}Np and ^{239}Pu photofission products may be interpreted as smooth fine structure of correlated product yields. The difference of FWHM for light and heavy product peaks is explained by presence of n-emissional fission. The fractional independent photofission product yields are in good agreement with Nethaway Z_p systematics on neutron fission.

В настоящем сообщении обсуждаются некоторые особенности массовых распределений и вопросы систематики зарядовых распределений продуктов фотоделения ^{237}Np и ^{239}Pu на основе экспериментальных данных, полученных при граничной энергии тормозного излучения $E_0=28$ МэВ [1,2].

Кривые массового распределения показаны на рис.1 (^{237}Np) и рис.2 (^{239}Pu). В табл.1 представлены параметры массовых распределений: $A_{\text{д макс}}$ и $A_{\text{т макс}}$ - положения максимумов, $A_{\text{д мед}}$ и $A_{\text{т мед}}$ - медианные положения пиков, $\text{ПШМ}_{\text{д}}$ и $\text{ПШМ}_{\text{т}}$ - полные ширины на половине максимумов соответственно для легких и тяжелых продуктов, \bar{A} - средневзвешенная масса распределения, F/V - отношение пика к впадине.

При одинаковых, в пределах погрешностей, значениях площадей пики тяжелых продуктов отличаются большей высотой и меньшей шириной по сравнению с легкими продуктами. Анализ опубликованных значений выходов показывает, что аналогичные различия имеют место также в реакциях фотоделения ^{235}U [3] и ^{238}U [4] при граничной энергии 30 МэВ и выше. Отмеченные различия формы пиков можно объяснить

конкуренцией между эмиссионным фотоделением (γ, mf), ($\gamma, 2 mf$) и реакцией (γ, f). Известно, что массовые распределения продуктов фотоделения ядер с массовыми числами в пределах 227–245 различаются в основном относительным сдвигом пика легких продуктов при почти постоянном положении пика тяжелых продуктов. Отсюда следует ожидать, что ядра $A_{\text{P}}-1$, $A_{\text{P}}-2$ и т.д., образующиеся при эмиссионном фотоделении, дают массовые распределения, сдвинутые в области легких продуктов относительно распределения продуктов деления ядра A_{P} , что в результате приводит к эффективному расширению этого пика.

Таблица I

Параметры массовых распределений продуктов фотоделения непутия-237 и плутония-239, $E_0=28$ МэВ

Делительный нуклид	^{237}Pu	^{239}Pu
$A_{\text{л}}^{\text{макс}}$, а.е.м.	~ 99	~ 101
$A_{\text{л}}^{\text{мед}}$, а.е.м.	$96,8 \pm 0,2$	$99,1 \pm 0,2$
$A_{\text{т}}^{\text{макс}}$, а.е.м.	~ 134,5	~ 134,5
$A_{\text{т}}^{\text{мед}}$, а.е.м.	$136,9 \pm 0,2$	$136,5 \pm 0,2$
$\text{ШПМ}_{\text{л}}$, а.е.м.	$15,5 \pm 0,4$	$15,1 \pm 0,4$
$\text{ШПМ}_{\text{т}}$, а.е.м.	$14,2 \pm 0,4$	$13,7 \pm 0,4$
\bar{A} , а.е.м.	$116,96 \pm 0,12$	$117,73 \pm 0,12$
R/V	$13,1 \pm 0,9$	$15,7 \pm 1,0$

В массовых распределениях продуктов фотоделения ^{237}Pu и ^{239}Pu максимумы пиков не соответствуют их медианным положениям. Эту специфическую асимметрию можно рассматривать как проявление повышенного выхода взаимосвязанных групп осколков на фоне основных пиков распределения. В результате анализа формы массовых распределений было показано, что на фоне аппроксимирующих гауссианов $Y_{\text{л}}'(A)$ и $Y_{\text{т}}'(A)$, оперирующихся на экспериментальные значения выходов на склонах пиков, выделяются добавочные группы $Y_{\text{л}}''(A)$ и $Y_{\text{т}}''(A)$ (рис. I и 2). В обоих распределениях компоненты $Y_{\text{л}}''(A)$ и $Y_{\text{т}}''(A)$ имеют близкие значения площадей и смещены на 3,5–4 а.е.м. в сторону впадины относительно осей гауссианов. Центры $Y_{\text{т}}''(A)$ близки к массовому числу 134, а центры $Y_{\text{л}}''(A)$ занимают дополнительные по отношению к $Y_{\text{т}}''(A)$ положения. Отмеченные свойства свидетельствуют о наличии сглаженной тонкой структуры массовых распределений, обусловленной

формированием в процессе деления парных групп осколков, одна из которых, по-видимому, связана с замкнутой оболочечной структурой.

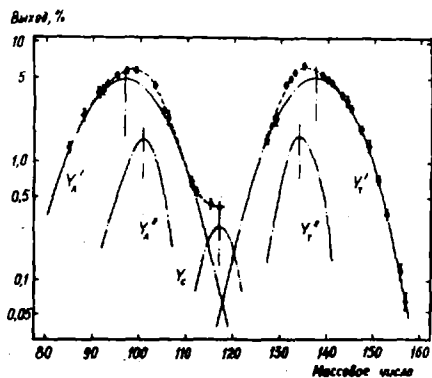


Рис.1

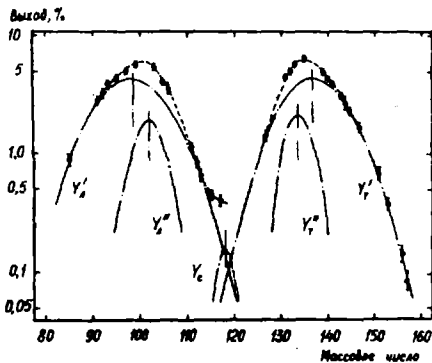


Рис.2

Массовые распределения продуктов фотоделения нептуния-237 (рис.1) и плутония-239 (рис.2), $E_0=28$ МэВ:
 - - - - - экспериментальные значения выходов и smoothed кривые массового распределения,
 Y'_A , Y'_T - аппроксимирующие гауссианы,
 Y''_A , Y''_T - группы преимущественных выходов легких и тяжелых продуктов,
 Y_0 - группы симметричного деления

В области впадины экспериментальные значения выходов несколько больше, чем следует из перекрывания основных групп асимметричного деления, и, возможно, соответствуют отдельным группам симметричного деления $Y_0(A)$.

На основании экспериментальных данных по фракционным независимым выходам были оценены значения наиболее вероятных зарядов Z_p в соответствующих изобарных цепочках. Оценки проводились для двух значений параметра ширины зарядового распределения: $\sigma = 0,59$ и $\sigma = 0,69$, с учетом разброса литературных данных по нейтронному делению. Четно-нечетный эффект считался пренебрежимо малым. Варианты оценок представлены в табл.2., где сравниваются с величинами Z_p' , следующими из систематики зарядовых распределений продуктов нейтронного деления [5]:

$$Z_{pi} = Z_{pi} + a(Z_F - 92) + b(A_F - 236) + c_1(E_F - 6.52),$$

где Z_{pi} - наиболее вероятный заряд в i -й цепочке при делении ^{235}U тепловыми нейтронами, $a = 0,547 \pm 0,010$; $b = -(0,188 \pm 0,004)$;

c_1 - эмпирический коэффициент, зависящий от массового числа цепочки; Z_F , A_F и E_F - заряд, массовое число и энергия возбуждения (МэВ) делящегося ядра.

Таблица 2
Фракционные независимые выходы f_i и наиболее вероятные заряды Z_p в реакциях фотоделения нептуния-237 и плутония-239, $E_0 = 28$ МэВ

Делимый нуклид	Продукт деления	f_i	Z_p ($\sigma = 0,59$)	Z_p ($\sigma = 0,69$)	Z_p'
^{237}Np	$I^{32}\text{I}$	$0,183 \pm 0,032$	$51,98 \pm 0,07$	$51,91 \pm 0,08$	$51,89 \pm 0,09$
	$I^{35}\text{Xe}$	$0,249 \pm 0,025$	$53,11 \pm 0,05$	$53,07 \pm 0,05$	$53,20 \pm 0,06$
	$I^{36}\text{Cs}$	$(8,5 \pm 0,8) \cdot 10^{-2}$	$53,69 \pm 0,03$	$53,56 \pm 0,04$	$53,60 \pm 0,09$
	$I^{40}\text{La}$	$(1,6 \pm 0,4) \cdot 10^{-2}$	$55,24 \pm 0,06$	$55,03 \pm 0,06$	$55,13 \pm 0,09$
^{239}Pu	$I^{32}\text{I}$	$0,217 \pm 0,044$	$52,05 \pm 0,09$	$51,99 \pm 0,09$	$52,09 \pm 0,13$
	$I^{35}\text{Xe}$	$0,412 \pm 0,025$	$53,42 \pm 0,05$	$53,46 \pm 0,06$	$53,41 \pm 0,13$
	$I^{36}\text{Cs}$	$0,123 \pm 0,009$	$53,82 \pm 0,03$	$53,72 \pm 0,03$	$53,80 \pm 0,13$
	$I^{40}\text{La}$	$(3,2 \pm 0,6) \cdot 10^{-2}$	$55,41 \pm 0,04$	$55,24 \pm 0,05$	$55,32 \pm 0,13$

Сравнение результатов, приведенных в табл.2, показывает, что величины Z_p , следующие из эксперимента и из систематики, удовлетворительно согласуются между собой. Отмеченное согласие позволяет предположить, что систематика параметров зарядовых распределений продуктов нейтронного деления может быть распространена на реакции фотоделения с целью оценки неизвестных из эксперимента независимых выходов.

Список литературы

1. Кондратько М.Я., Мосесов А.В., Петряк К.А. и др. - Атомная энергия, 1982, т.53, вып.3, с.164.
2. Кондратько М.Я., Мосесов А.В., Петряк К.А. и др. - Атомная энергия, 1980, т.50, вып.1, с.34.
3. Jacobs E., Thierens H. e.a., -Phys. Rev. C, 1980, v.21, p.237.
4. Jacobs E., Thierens H. e.a. -Phys. Rev. C, 1979, v.19, p.422.
5. Methaway D. 1974, Rept. UCRL-51538.

ВЕРОЯТНОСТЬ ТРОЙНОГО ДЕЛЕНИЯ УРАНА-235
С ВЫЛЕТОМ ДЛИННОПРОБЕЖНОЙ АЛФА-ЧАСТИЦЫ

Т.А.Мостовая, С.А.Бериков, В.И.Мостовой,
А.А.Осочников

(ИАЭ им.И.В.Курчатова)

Измерено отношение сечения деления урана-235 нейтронами с вылетом длиннопробежной альфа-частицы к сечению двойного деления в области энергий 3-300 эВ. Результаты эксперимента показывают отсутствие зависимости относительной вероятности тройного деления от энергии нейтронов с точностью $\sim 1\%$.

The ratio of the uranium-235 neutron LRA-fission cross-section to the binary one is measured in the energy range of 3 - 300 eV. Experimental results show the absence of ternary fission relative probability dependence on the neutron energy the accuracy of $\sim 1\%$.

Деление ядер, сопровождающееся эмиссией легких заряженных частиц, часто называемое термином "тройное деление", уже давно привлекает внимание теоретиков и экспериментаторов, занимающихся физикой деления. Испускаемые легкие заряженные частицы являются весьма информативными свидетелями момента разделения ядра, которые могут дать сведения о его деформации и динамике в этот момент.

В связи с этим выполнено много работ по выходам, угловым и энергетическим распределениям легких заряженных частиц при делении ядер тепловыми и быстрыми нейтронами.

Представляет интерес для физики деления и зависимость вероятности тройного деления от энергии нейтронов в резонансной области.

В этом направлении выполнен ряд работ, причем в работе [1] сделан вывод о существовании корреляции между величиной относительной вероятности тройного деления и спином составного ядра для нейтронных резонансов урана-235.

Однако статистическая точность имеющихся экспериментальных данных невысока, что делает этот вывод недостаточно надежным.

Цель данной работы - повысить точность измерений, одновременно расширив их энергетический диапазон.

Измерения проводились на спектрометре по времени пролета на базе сильноточного ускорителя электронов ИАЭ им. Курчатова при работе его в следующем режиме: ток в импульсе - 1,5 А, энергия электронов ~60 МэВ, длительность импульса электронов - 100 нс, частота посылок - 270 Гц. Пролетное расстояние составляло 24,5 м. Для регистрации осколков и длиннопробежных альфа-частиц использовалась четырехсекционная ионизационная камера, наполненная смесью аргона и 5%-ного метана до давления 100 кПа. Каждая секция представляла собой обычную двойную ионизационную камеру для регистрации осколков, к которой с двух сторон примыкали камеры с сетками для регистрации длиннопробежных альфа-частиц. Камеры с сетками работали в режиме газового усиления (с коэффициентом 10), что позволяло улучшить отношение сигнала к шуму.

Длиннопробежные альфа-частицы проходили в область газового усиления через алюминиевые экраны толщиной 20 мкм, непрозрачные для осколков деления и альфа-частиц естественного радиоактивного распада урана-235.

6,5 г окиси-закиси урана-235 с изотопной чистотой лучше 99% были размещены в четырех секциях в виде двусторонних слоев диаметром 150 мм на алюминиевых подложках толщиной 5 мкм. Равномерность слоев по толщине не хуже 2%.

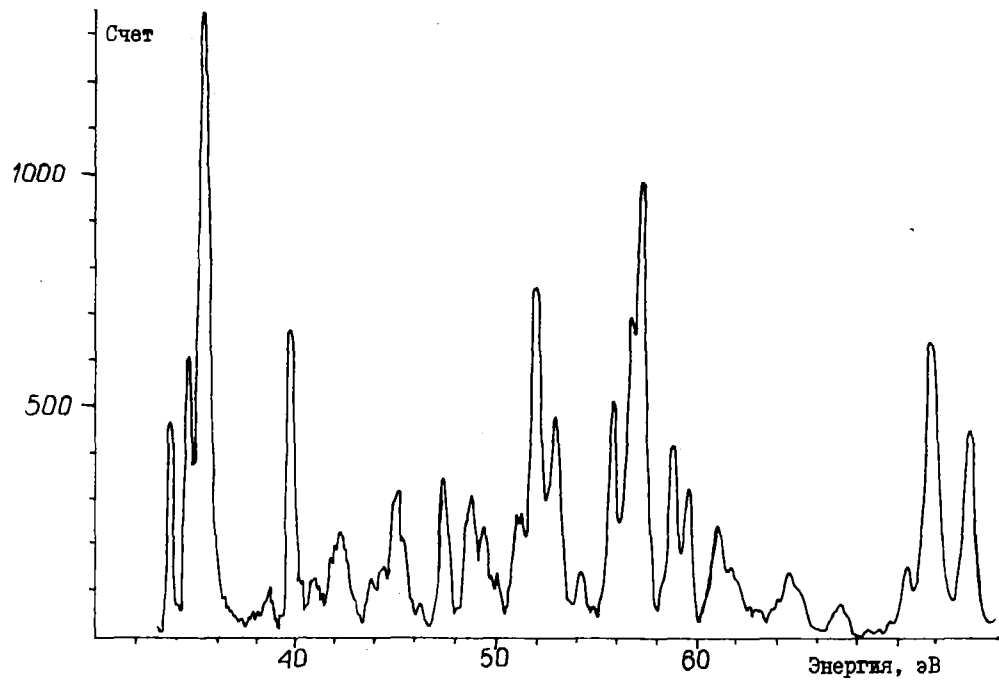
Расстояние между центрами секций составляло 26 мм.

В отдельной секции регистрировались альфа-частицы распада кюрия-244. Соответствующий временной спектр служил монитором отсутствия амплитудной перегрузки в спектрах длиннопробежных альфа-частиц. Накопление и обработка информации проводились на ЭВМ СМ-4. События сортировались во временные спектры, соответствующие регистрации альфа-частицы или осколка в каждой секции. Минимальная ширина временного канала составляла 100 нс. При обработке спектров делалось их приведение к единому пролетному расстоянию. После вычитания постоянного фона спектры нормировались на I и вычислялось отношение площадей спектров "тройного" и "двойного" деления в заданных энергетических интервалах.

Всего было проведено 8 независимых серий измерений продолжительностью 70-80 ч каждая.

На рисунке приведен участок спектра тройного деления, полученного за 200 ч.

54



Результаты обработки полученных спектров приводятся в таблице I.

Таблица I

№	Энергия, эВ		№	Энергия, эВ	
1	200-303	100,01	0,76	23	29,3-31,6 103,4 2,4
2	190-200	100,65	2,8	24	27,6-29,3 101,7 1,5
3	177-190	99,7	1,1	25	26,3-27,6 98,7 1,5
4	155-177	102,11	0,93	26	24,2-26,3 98,81 0,86
5	142-155	100,6	1,2	27	22,1-24,2 99,91 0,92
6	133-141	99,1	1,0	28	20,9-22,1 99,0 1,1
7	125-133	97,3	1,2	29	20,5-20,9 102,5 2,8
8	114-125	98,8	1,1	30	18,6-20,5 98,17 0,46
9	104-114	99,3	1,2	31	17,3-18,6 99,5 1,5
10	87,9-104	98,69	0,91	32	16,4-17,3 100,9 1,7
11	68,8-87,9	100,10	0,58	33	15,8-16,4 99,7 2,1
12	57,9-68,8	102,4	1,4	34	14,9-15,8 102,2 2,0
13	55,0-57,9	99,92	0,63	35	13,1-14,9 99,76 0,85
14	50,3-53,7	99,65	0,69	36	12,2-13,1 99,13 0,62
15	48,0-50,3	100,9	1,9	37	11,2-12,2 101,6 1,7
16	46,6-48,0	102,8	1,5	38	7,83-11,2 99,58 0,37
17	43,4-46,6	100,9	1,1	39	6,81-7,22 99,8 1,6
18	40,6-43,4	99,4	1,2	40	6,20-6,51 99,7 1,0
19	39,1-40,6	99,1	1,0	41	5,89-6,20 99,1 2,5
20	34,2-39,1	100,4	0,77	42	4,60-5,89 103,0 3,1
21	33,1-34,2	99,7	1,4	43	3,41-3,72 100,6 1,3
22	31,6-33,1	98,9	1,1	44	2,93-3,22 102,1 1,8

В таблице 2 наряду с данными настоящей работы приведены данные работ [1,2,3].

Таблица 2

Энергия, эВ	[2]		[3]		[1]		Данная работа	
32,05	99	5	105	3,5	III	4	99,8	1,1
21,1	97,5	5	104	2	106,5	3	99,9	1,0
19,3	98,5	2,9	101,5	5,5	106	1,7	99,03	0,46
18,05	107,5	12	106	7,5	107	4	100,4	1,5
15,45	89	10			110	4,7	103,1	2,0
14,53	}	-	-	-	101	2,5	100,64	0,85
14,0								
13,7								
12,39	100	2,8	100	2	100	2,2	100	0,62
8,79	101	1,8	100,5	1,5	102	1,4	100,45	0,37
7,08	106,5	6,5	91,5	5	109	4	100,7	1,6
6,39	92	5	99	4	100	3,5	100,5	1,0

Все отношения в таблице 2 нормированы для удобства сравнения на 100% при энергии 12,39 эВ, как это было сделано в работе [1].

Как следует из данных, приведенных в таблице 1, во всем рассматриваемом диапазоне энергий как для отдельных резонансов, так и для групп, относительная вероятность деления с испусканием длиннопробежной альфа-частицы постоянна в пределах статистической точности, существенно более высокой, чем в работах [1, 2, 3].

Таким образом, наличие корреляции относительной вероятности тройного деления со спинами нейтронных резонансов для урана-235 нашими данными не подтверждается.

Постоянство вероятности тройного деления является еще одним подтверждением отдельных представлений об образовании легкой заряженной частицы на той стадии деления, когда осколки уже сформировались.

Список литературы

1. Wagemans C., Deruytter A.J. - Nucl.Phys., 1972, v.194A, p.657.
2. Melkonian E., Mehta G.K.-Proc. 1st Symp.on Physics and Chemistry of Fission, Salzburg, 1965 (IAEA, Vienna), p.355.
3. Michaudon A. et al. - Nucl.Phys., 1965, v.69, p.573.

ТРОЙНОЕ ДЕЛЕНИЕ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР И ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ
С ОБРАЗОВАНИЕМ ТРЕХ ЧАСТИЦ

А. М. Никитин

(ЛИФ им. Б. П. Константинова АН СССР)

Существующий экспериментальный и теоретический подход в тройном делении, по-видимому, не может дать полного понимания процесса. Более совершенные методы исследования разработаны для ядерных реакций с образованием трех частиц. Предлагается кинематически полный эксперимент в тройном делении, аналогичный применяемому в таких ядерных реакциях.

The available experimental and theoretical approach for the ternary fission evidently can not give a complete understanding of the process. More advanced methods of investigation are elaborated for the three-particle nuclear reactions. The kinematically complete experiment analogous to those used in the such nuclear reactions is proposed for the ternary fission.

К настоящему времени в области тройного деления получен обширный экспериментальный материал, но попытки получить из него определенную физическую картину процесса не имеют успеха. Причина, по-видимому, состоит в грубости используемой модели.

Подобие энергетических и массовых характеристик осколков при тройном и двойном делении и узкое угловое распределение α -частиц, вылетающих почти перпендикулярно направлению разлета осколков, позволило предположить, что α -частица образуется в момент разрыва между двух осколков и несет информацию о начальных условиях в этот момент. Тогда энергия и угловое распределение α -частиц должны определяться кулоновским полем осколков. Модель ставит перед экспериментом определенные требования: необходимы сложные многопараметрические измерения для получения многомерных распределений трехчастичных событий [1-3]. Модельными расчетами могут быть воспроизведены некоторые распределения и корреляционные зависимости [4], но однозначной картины нет. Во-первых, это связано с тем, что классическая задача взаимодействия трех тел не решается в принципе и мо-

дель выбрана из "здорового смысла". Во-вторых, перераспределение энергии между тремя частицами иное, чем в двухтельной задаче и зависит от механизма взаимодействия. В-третьих, в конечном состоянии велика роль ядерных сил и преобладает двухтельное взаимодействие. В существующей модели тройного деления ядерные силы не учитываются. Кроме того, модель не объясняет вероятности образования различных легких ядер при тройном делении [5].

В трехтельных ядерных реакциях ($A + B = C + D + F$) для исследования механизма взаимодействия используются законы сохранения энергии и импульса для трех образовавшихся частиц в их конечном состоянии: $E_C + E_D + E_F = E$; $\vec{P}_C + \vec{P}_D + \vec{P}_F = \vec{P}$. Из двух уравнений можно получить связь $E_D = f(E_C, \theta_{CA}, \theta_{DA})$ (1), где θ_{CA} и θ_{DA} — углы вылета частиц C и D по отношению к направлению частицы A. Из (1) следует, что для полного кинематического описания системы достаточно одновременно измерять при углах θ_{CA}, θ_{DA} энергии двух частиц из трех. Такой эксперимент называется кинематически полным [6]. Если взаимодействие имеет статистический характер, то совпадающие события должны распределяться в координатах E_D, E_C вдоль кинематически допустимой кривой (1). Если же в системе наблюдается двухчастичное взаимодействие, например, частиц D и F, то события будут группироваться при максимальной величине $E_C = E_C^{\max}$ [7]. Это можно видеть в реакции $d(p, 2p)n$, при которой происходит двухступенчатый распад: $d + p \rightarrow d^* + p \rightarrow p + n + p$. Полученные экспериментальные распределения позволяют получить сведения о взаимодействии частиц вне массовой поверхности [6, 7].

По аналогии с трехтельными ядерными реакциями можно осуществлять подобный эксперимент и в тройном делении. Особенность его в том, что в процессе участвуют тяжелые ядра и, например, α -частица и из делительного спектра масс нужно отбирать события с определенными M_L и M_H .

Законы сохранения в этом случае имеют вид $E_L + E_L^* + E_H + E_H^* + E_\alpha = Q(M_L, M_H)$ (2), $\vec{P}_L + \vec{P}_H + \vec{P}_\alpha = 0$ (3). В простейшем варианте, когда не регистрируются заряды осколков и их нейтронное и γ -излучение, результаты будут соответствовать некоторым средним \bar{Z}_L, \bar{Z}_L^* и \bar{E}_H, \bar{E}_H^* для данных первичных M_H и M_L . Тогда (2) в эксперименте будет выполнено, если для данных M_L, M_H отбирать события с постоянной суммарной кинетической энергией: $E_L + E_H + E_\alpha = Q(M_L, M_H) - (E_L^* + E_H^*) = Q_\Delta = \text{const}$.

Подобно (1) из (2) и (3) можно получить кинематическую связь для любых двух частиц. Например, кинематически допустимые энергии для осколков тройного деления определяются уравнением

$$\frac{m_{\alpha} + M_L}{m_{\alpha}} E_L + \frac{m_{\alpha} + M_H}{m_{\alpha}} E_H + 2 \sqrt{\frac{M_H M_L}{m_{\alpha}^2} E_L E_H} \cdot \cos \theta_{HL} = Q_{\alpha}, \quad (4)$$

где θ_{HL} — угол между тяжелыми и легкими осколками. На рисунке показаны такие зависимости для E_{α} , E_L ; E_{α} , E_H ; E_L , E_H при наиболее вероятных $\langle E_L \rangle$, $\langle E_H \rangle$, $\langle E_{\alpha} \rangle$, $\langle \theta_{\alpha L} \rangle$, $\langle \theta_{\alpha H} \rangle$, $\langle \theta_{LH} \rangle$, $\langle M_L \rangle$, $\langle M_H \rangle$, известных из эксперимента.

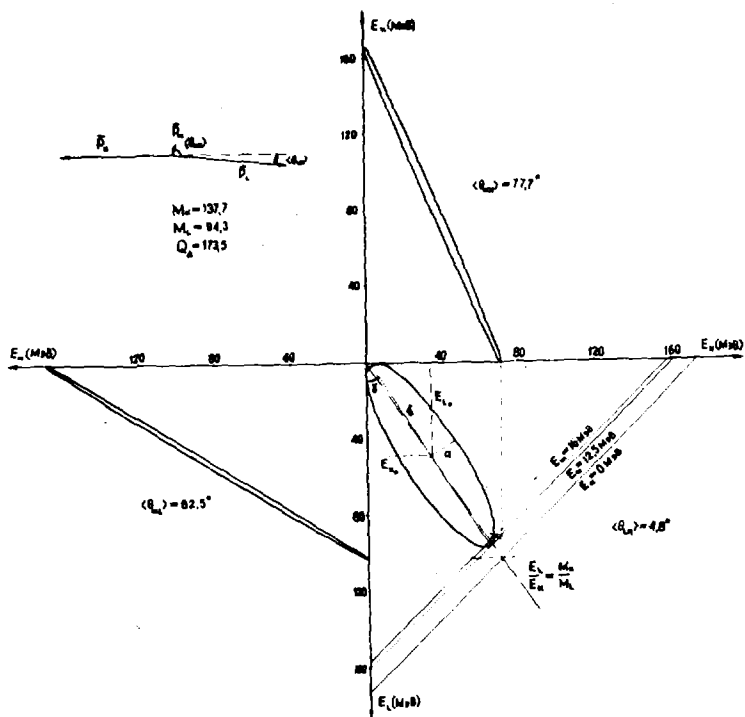
Очевидно, что в эксперименте удобно использовать зависимость E_H , E_L . Интересно, что E_H^{max} приходится на $E_{\alpha} \approx 16$ МэВ ($\langle E_{\alpha} \rangle = 16$ МэВ) и величина E_H^{max} и соответствующая ему E_L близки к экспериментальным $\langle E_H \rangle$, $\langle E_L \rangle$. Тогда естественно предположить [по аналогии с $d(p, 2p) n$]: в тройном делении осуществляется двухступенчатый распад, то есть после разрыва ядра образуется тяжелый осколок H и короткоживущая система легкий осколок — α -частица, распадающаяся на следующем этапе.

Таким образом, величины $\langle E_L \rangle$, $\langle E_H \rangle$ получают интерпретацию, отличную от существующей [7], где предполагается, что эти величины соответствуют более вытянутой (по сравнению с двойным делением) исходной конфигурации осколков. Отметим еще, что энергетический спектр α -частиц, соответствующий эллипсу E_L , E_H , имеет ограничение: $E_{\alpha} \geq 12,5$ МэВ.

Анализ (4) показывает, что угловое разрешение в эксперименте должно быть порядка 1° .

Рассмотренные экспериментальные условия могут быть выполнены при использовании времяпролетной методики. Одновременно с регистрацией времени пролета обоих осколков (под определенным θ_{LH}) необходимо измерять и энергию α -частицы E_{α} (независимо от угла вылета). Оценки показывают, что массовое и энергетическое разрешение для осколков тройного деления может быть хуже, чем в двойном делении, на 30–40%.

Распределения, полученные в таком кинематически полном эксперименте, должны дать сведения о взаимодействии осколков и легкого ядра (α -частицы) в их конечном состоянии и, таким образом, начальную конфигурацию системы. В этом случае модельные расчеты для трех разлетающихся зарядов могут стать более определенными и дать более надежный ответ о начальных условиях при разлете осколков.



Кинематически допустимые кривые для тройного деления ^{235}U тепловыми нейтронами: $E_\alpha = F(E_n)$; $E_L = F(E_n)$; $E_L = F(E_\alpha)$

Изображенные на рисунке кривые получены для наиболее вероятных $\langle M_n \rangle$, $\langle M_L \rangle$, $\langle Q_\alpha \rangle$, $\langle \theta_{n\alpha} \rangle$, $\langle \theta_{nL} \rangle$, $\langle \theta_{L\alpha} \rangle$. На $E_L = F(E_n)$ показаны параметры a, b, γ, E_{n0} , $E_{n\infty}$, определяющие кривые (эллипсы) и их положение в координатной плоскости.

Список литературы

1. Guet C. et al. -Nucl. Phys., 1979, v.A314, p.1.
2. Грачев В.Т. и др. - Ядерная физика, 1980, т.32, вып.5(II), с.1186.
3. Ghoshdury R.K. et al. -Nucl.Phys., 1980, v.A346, p.473.
4. Guet C. et.al. -Proceed. of the Intern. Symp.on Phys. and Chem. of Fission, Julich, 1979, Vienna, Austria, IAEA, 1980, v.11, p.247.
5. Никитин А.М. - Нейтронная физика, М, Наука, 1980, ч.2, с.301.
6. Пшад Э., Цигельман Х. Проблема трех тел в квантовой механике. М., Наука, 1979.
7. Bruckmann H., Kluge W., Schanzler L. -Z.Phys., 1968, v.217, S.450.

РОЛЬ ТРОЙНОГО ДЕЛЕНИЯ В СИНТЕЗЕ ОБОИДЕННЫХ ЯДЕР

Я.М.Крамаровский, В.П.Чечев

(Радиный институт им.В.Г.Хлопина)

Рассматривается возможное влияние тройного деления с вылетом обогащенных нейтронами легких заряженных частиц на синтез обойденных нуклидов. Показано, что этот механизм не в состоянии объяснить концентрации обойденных изотопов, однако он может дать определенный вклад, если вероятность тройного деления для сверхтяжелых ядер резко возрастает с параметром Z^2/A .

A possible influence of ternary fission with escape of neutron-enriched light charged particles on the synthesis of bypassed nuclides is considered. It is shown that this concept cannot give explanation of bypassed isotope concentrations, but it can make some contribution, if the probability of ternary fission for superheavy nuclei grows sharply with Z^2/A parameter.

Стабильные изотопы тяжелых элементов, начиная с селена, обедненные нейтронами (^{74}Se , ^{78}Kr , ^{84}Sr и т.д.), оказываются в стороне от путей нейтронного захвата. Такие ядра получили название "обойденных".

Кривая выходов обойденных ядер обнаруживает сходство с кривой распространенности ядер, образовавшихся в процессах нейтронного захвата (с учетом деления тяжелых ядер), но выходы обойденных ядер существенно меньше (на два-три порядка) [1]. Отношение выходов обойденных ядер к выходу ядер, образовавшихся с помощью нейтронного захвата, уменьшается с увеличением массового числа.

Способы образования обойденных ядер

Указанные выше особенности кривой выхода обойденных ядер привели к предположению, что в образовании этих ядер существенную роль играют процессы захвата протонов (p-процессы [2]).

Физические условия, необходимые для осуществления p-процессов, требуют плотности протонов $\sim 100 \text{ г/см}^3$ и температуры $\sim 3 \cdot 10^9 \text{ К}$. При этом для образования различных обойденных нуклидов легче или тяжелее самария с наблюдаемой распространенностью необходимо рассмотрение внутризвездных областей с разной температурой [3].

В работах [3-8] исследована роль термоядерных реакций (p, n) , (p, γ) и (γ, p) в синтезе обойденных ядер. Оказывается, что термодинамическое равновесие $(p, \gamma) \rightleftharpoons (\gamma, p)$ не реализуется, и образование обойденных изотопов приходится объяснять с помощью (p, n) , $(p, 2n)$ -реакций, которые осуществляются под действием нетелловых протонов. В этом случае трудно обеспечить достаточное количество звездного вещества, из которого синтезируются обойденные нуклиды. Таким образом, механизм образования обойденных ядер с помощью p -процесса связан со значительными трудностями в реализации соответствующих физических условий в звездах.

Г.В.Домогацкий и Д.К.Надежин [4] предложили способ получения обойденных изотопов под действием нейтрино. Поток нейтрино, испускаемый при гравитационном коллапсе центрального ядра звезды, может производить в веществе оболочки звезды ядерные превращения, которые приводят к образованию обойденных изотопов.

Расчет [4] выполнен при весьма грубых оценках скоростей указанных выше процессов. Результаты его в определенной степени воспроизводят ход кривой распространности обойденных ядер за исключением ^{138}La , ^{180}Ta , ^{190}Pt и др. Однако приближенный характер сделанных оценок не позволяет установить истинный вклад участия нейтрино в процессе синтеза ядер, хотя, несомненно, этот вклад следует учитывать.

Тройное деление в нуклеосинтезе

В τ -процессе нуклеосинтеза могут быть синтезированы элементы в области массовых чисел $A > 200$. Верхний предел массы синтезируемых нуклидов, так же как и вся дорожка τ -процесса, в значительной степени зависит от формы силовой функции β -распада.

В настоящее время существуют микроскопические расчеты формы силовой функции [12, 13], что позволяет уточнить периоды полураспада нейтронно-избыточных ядер, которые оказываются систематически меньше периодов, предсказанных ранее в [7, 9-11]. Вследствие более коротких периодов полураспада τ -процесс при взрывном горении гелия в сверхновой звезде при $Z \geq 100$ достигает области быстро деалящихся ядер. Значительную роль при этом играет β -запаздывающее деление [13].

Выходы продуктов деления оказывают существенное влияние на кривую распространности нуклидов, образовавшихся в τ -процессе в области массовых чисел $80 < A < 180$. Например, вблизи $A \approx 150$ вклад деления составляет $\sim 30\%$ полного выхода элементов [14].

Деление на два осколка - бинарное деление - является наиболее вероятным. Вероятность тройного деления с вылетом легких заряженных

частиц от ${}^1\text{H}$ до ${}^{10}\text{Be}$ обычно не превышает $3 \cdot 10^{-3}$ для ядер от урана до калифорния в основном состоянии [15,16].

Однако с ростом параметра Z^2/A вероятность такого деления возрастает. В недавней работе [17] Хьюлет и др. наблюдали значительный дефицит (~ 40 МэВ) кинетической энергии осколков деления ${}^{259}\text{Ma}$ относительно деления ${}^{258}\text{Pa}$, ${}^{259}\text{Pa}$. Авторы объясняют этот дефицит тройным делением с вылетом легких заряженных частиц (протонов). Тройное деление ядер с $Z > 100$ может дать гораздо больший вклад в синтез элементов с $80 \leq A \leq 180$, чем обычно предполагается. Согласно данным [18], вероятность тройного деления с вылетом ${}^4\text{He}$ при переходе от ${}^{236}\text{U}$ к ${}^{252}\text{Cf}$ (Z^2/A возрастает на 6%) увеличивается в 6 раз. Выходы в тройном делении более легких заряженных частиц (${}^1\text{H}$, ${}^3\text{H}$, ${}^4\text{He}$, ${}^6\text{He}$) много больше по абсолютному значению, но их рост с увеличением параметра Z^2/A существенно слабее.

Тройное деление в синтезе обоеденных ядер

Для того чтобы в тройном делении (спонтанном, под действием нейтронов или β -запаздывающем) образовались осколки, относительно обоеденные нейтронами, необходим вылет заряженной частицы, обогащенной нейтронами, типа ${}^6\text{He}$, ${}^8\text{He}$, ${}^3\text{H}$ и т.п.

Рассмотрим для определенности тройное деление с вылетом ${}^8\text{He}$ и будем считать, что ход массовой кривой в таком делении по сравнению с бинарным сохраняется, но при этом вся кривая сдвигается в сторону обоеденных ядер за счет уменьшения в осколках числа нейтронов. Поскольку выходы осколков тройного деления неизвестны, мы используем данные по выходам в двойном делении ядер-аналогов, т.е. тех осколков двойного деления, которые по сравнению с обоеденными ядрами имеют заряд на две единицы больше, а число нейтронов — на 6.

Перечень ядер-аналогов для некоторых обоеденных нуклидов и оценка их выходов при двойном делении ${}^{233}\text{U}$ тепловыми нейтронами приведены в таблице.

Выходы ядер-аналогов

Обоеденное ядро	Ядро-аналог при вылете ${}^8\text{He}$	Близкий нуклид и его выход, %	Кумулятивный выход истинного аналога, %
${}^{74}\text{Se}$ ${}^{78}\text{Kr}$	${}^{82}\text{Kr}$ ${}^{86}\text{Sr}$	${}^{86}\text{Nb}$, $2,3 \cdot 10^{-4}$	0,5

Обойденное ядро	Ядро-аналог при вылете ${}^8\text{He}$	Близкий нуклид и его выход, %	Кумулятивный выход истинного аналога, %
${}^{80}\text{Kr}$	${}^{88}\text{Sr}$		5,4
${}^{84}\text{Sr}$	${}^{92}\text{Zr}$		6,6
${}^{92}\text{Mo}$	${}^{100}\text{Ru}$	${}^{100}\text{Mo}$, 4,4	
${}^{96}\text{Ru}$	${}^{104}\text{Pd}$	${}^{104}\text{Ru}$, 0,94	
${}^{98}\text{Ru}$	${}^{106}\text{Pd}$	${}^{106}\text{Ru}$, 0,23	
${}^{106}\text{Cd}$	${}^{114}\text{Sn}$	${}^{114}\text{Cd}$, 0,06	
${}^{112}\text{Sn}$	${}^{120}\text{Te}$	${}^{120}\text{Sn}$, $1,5 \cdot 10^{-2}$	
${}^{120}\text{Te}$	${}^{128}\text{Xe}$	${}^{128}\text{Te}$, 0,4	
${}^{124}\text{Xe}$	${}^{132}\text{Ba}$	${}^{132}\text{Xe}$, 4,4	
${}^{126}\text{Xe}$	${}^{134}\text{Ba}$	${}^{134}\text{Xe}$, 6,8	
${}^{130}\text{Ba}$	${}^{138}\text{Ce}$	${}^{138}\text{Ba}$, 6,4	
${}^{132}\text{Ba}$	${}^{140}\text{Ce}$		6,2
${}^{138}\text{La}$	${}^{145}\text{Pr}$		2,6
${}^{136}\text{Ce}$	${}^{144}\text{Nd}$		4,6
${}^{138}\text{Ce}$	${}^{146}\text{Nd}$		2,7
${}^{144}\text{Sm}$	${}^{152}\text{Gd}$	${}^{152}\text{Sm}$, 0,22	

В синтезе обойденных ядер участвуют в основном делящиеся ядра с $Z \geq 100$, данные по которым отсутствуют. Поэтому можно сделать лишь приближенную оценку вероятности образования обойденных ядер в тройном делении нуклидов с $Z \geq 100$.

$$\frac{\text{Выход обойденного ядра } (Z, A_{\text{обойден}})}{\text{Выход необойденного ядра } (Z, A)} = 1/3 \cdot K \cdot \frac{Y_2}{X}$$

Здесь $1/3$ - коэффициент, учитывающий вклад деления в общий выход ядер с $A \approx 100-180$ в нуклеосинтезе; K - коэффициент, учитывающий увеличение вероятности тройного деления для ядер с $Z > 100$; $r = Y_3 / Y_2$ - относительная вероятность тройного деления с вылетом ${}^8\text{He}$; Y_2 - вероятность образования ядра-аналога в бинарном делении; X - выход необойденных ядер того же элемента в бинарном делении.

Если $Y_2 / X \approx 1$, то вклад тройного деления в синтезе обойденных ядер становится существенным при $K \sim 10^3$.

Список литературы

- I. Cameron A.G.W. - *Specie Sci.Rev.*, 1970, v.15, p.121.
2. Burbidge E.M., Burbidge G.R., Fowler W.A., Hoyle F. - *Rev. Mod. Phys.*, 1957, v. 29, p.547.
3. Ito K. - *Progr. Theor.Phys.*, 1961, v.26, p.990.
4. Домогацкий Г.В., Надежин Д.К. - Препринт ИИМ АН СССР, № 94. - М., 1976.
5. Франк-Каменецкий Д.А. - *Астрон.журн.*, 1961, т.38, с.91.
6. Allen B.J., Gibbons J.H., Macklin R.L. *Nucleosynthesis and neutron-capture cross sections.* - In: *Advance in Nuclear phys.* N.Y. - L., 1971, v. 4, p.205.
7. Cameron A.G.W. et al. *GERN-report 70-30.* - 1970, v.2, p.735.
8. Truran J.W., Cameron A.G.W. - *Astrophys. J.*, 1972, v.171, p.89.
9. Klapdor H.V. *GERN-report 76-13.* - 1976, p.311.
10. Sato K. - *Progr. Theor.Phys.*, 1974, v.51, p.726.
11. Kodama T., Takahashi K. - *Nucl.Phys.*, 1975, v. A239, p. 489.
12. Klapdor H.V., Oda T. - *Astrophys., J.*, 1980, v.42, p.149.
13. Thielemann F.-K., Metzinger J., Klapdor H.V. - *Z.Phys. A*, 1983, Bd 309, S.301.
14. Ohnishi T. - *Astr. Space Sci.*, 1978, v. 58, p.149.
15. Вальский Г.В. - *Яд. физика*, 1976, т.24, с.270.
16. Лобов А.А. - *Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы*, 1978, вып.2, с.70.
17. Hulet E.K. et al. - *Pure Appl. Chem.*, 1981, v.53, p.973.
18. Madland D.G., Stewart L., LA-6783-NS, 1977.

СВЯЗЬ ВЕРОЯТНОСТИ ТРОЙНОГО ДЕЛЕНИЯ С ДИНАМИЧЕСКИМИ
ХАРАКТЕРИСТИКАМИ ДЕЛЯЩЕГОСЯ ЯДРА НА СТАДИИ СПУСКА
С СЕДЛОВОЙ ТОЧКИ

В.А.Рубчяня, С.Г.Лявшиц

(Радиевый институт им.В.Г.Хлопина)

Предложена динамическая модель образования легких заряженных частиц при делении ядер, в основе которой лежит предположение о том, что легкие частицы образуются в результате двух разрывов шейки конечной толщины. В предположении быстрого разрыва получена связь между параметрами конфигурации тройного деления с параметрами ядра перед разрывом.

Dynamical model is proposed for the formation of light charged particles in nuclear fission. The model is based on the assumption that the light particles are formed as a result of two ruptions in a finite radius neck. Fast neck rupture is assumed and ternary fission configurations parameters are linked with parameters of nucleus before scission.

Исследование деления атомных ядер с вылетом легких заряженных частиц позволяет получить дополнительную информацию о динамике спуска с седловой точки и о состоянии делящейся системы в точке разрыва. Траекторные расчеты [1,2] преследуют цель определить по кинетическим переменным продуктов начальные условия в точке разрыва, но выводы являются неоднозначными и не дают достаточно полного описания конфигурации в точке разрыва. Предлагавшиеся ранее модели механизма образования легких заряженных частиц [3,4,5] не дали связи между характеристиками тройного деления и динамикой спуска ядра с седловой точки. На динамический характер механизма тройного деления указывает результаты расчетов по зависящему от времени методу Хартри-Фока [6] эволюции ядра на стадии спуска с седловой точки, где показано, что вблизи точки разрыва между осколками может образоваться сгусток нуклонов, который можно рассматривать как легкое ядро. Но пока такие расчеты носят оценочный характер и не дают количественных выводов о вероятности такого процесса.

В работе [7] нами была предложена динамическая модель тройного деления, в которой процесс образования легких заряженных частиц рас-

смаатривался как процесс фрагментации шейки делящегося ядра на спуске с седловой точки. В данной работе в рамках предложенной модели рассматривается связь массовых и зарядовых распределений с параметрами конфигурации вблизи точки разрыва.

Обсуждаемая модель [7] основывается на предположении, что шейка делящегося ядра неустойчива относительно разрыва при конечной толщине шейки $R_w \approx 2$ фм. Тройное деление происходит, когда возникает два статистически независимых разрыва, следующие друг за другом в интервале времени Δt около характерного времени разрыва

τ_p , т.е. $\Delta t \approx \tau_p$. Часть шейки, заключенная между двумя разрывами, представляет собой легкую заряженную частицу. Введем среднее время существования шейки τ_w , приблизительно равное времени спуска с седловой точки. Предполагая равновероятность возникновения разрыва в течение τ_w и учитывая необходимость совмещения двух разрывов в интервале времени около τ_p , для отношения вероятности тройного деления к двойному получаем выражение

$$P_{TP} = C \frac{\tau_p}{\tau_w}. \quad (1)$$

Коэффициент C учитывает поправки на поглощение легкой частицы осколками, на неполную статистическую независимость двух разрывов и некоторые другие процессы. В качестве оценки времени разрыва использовано соотношение $\tau_p = R_w / V_F$, где V_F - скорость Ферми, связанная с локальной плотностью. Время спуска ядра с седловой точки зависит от величины диссипации коллективной энергии во внутреннюю. Для оценки величины τ_w использована простая модель одномерного движения по делительной координате, а коэффициент трения взят по аналогии с описанием реакций глубоко неупругих передач [8], так как конфигурация системы в этих двух случаях сходна. Время спуска также определяется величиной консервативных сил и величиной изменения потенциальной энергии в процессе спуска с седловой точки. В [7] необходимые параметры были определены из независимых данных и получено выражение для относительной вероятности тройного деления, хорошо описывающее экспериментальные данные:

$$P_{TP} = 1,087 \cdot 10^{-7} \cdot A^{2/3} (Z^2/A - 26,12) (Z^2/A^{2/3} - 178,13), \quad (2)$$

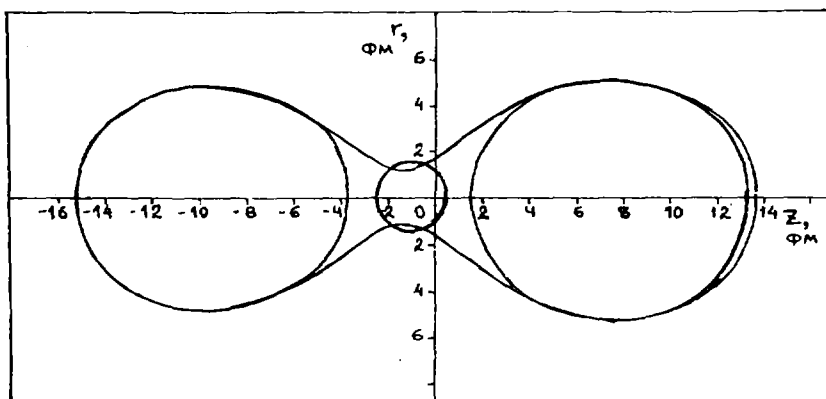
где A и Z - массовое число и заряд составного делящегося ядра. В этой формуле численные значения констант определяются такими динамическими величинами, как критический радиус шейки, коэффициент трения, среднее время спуска и другими. При выводе (2) спуск с сед-

ловой точки предполагался вязким, поэтому нет зависимости $P_{тр}$ от энергии возбуждения, что находится в согласии с опытом. Это выражение применимо для тех случаев деления, где схожи конфигурации на спуске. В случае симметричного деления ядер $^{258}f_m$, $^{259}f_m$, для которых наблюдается относительно большая кинетическая энергия осколков, численные коэффициенты в формуле (2) изменяются.

Чтобы определить массу третьей заряженной частицы, надо перейти от единой конфигурации делящегося ядра вблизи точки разрыва к осколочной конфигурации с легкой частицей между осколками. Поскольку время разрыва гораздо меньше характерных времен коллективного движения для переменных, описывающих распределение плотности, то при переходе от фигуры до разрыва к конфигурации после разрыва распределение плотности приблизительно сохраняется. В работе [9] нами было использовано такое приближение для определения параметров конфигурации двух осколков. Аналогично этой работе параметры конфигурации после двух разрывов определим из системы уравнений, выражающих равенство низших моментов распределений до и после разрыва. В цилиндрической системе координат такие моменты имеют вид

$$I_{lm} = 2\pi/A \int_{-\infty}^{\infty} dz \cdot z^l \int_0^{\infty} dr \cdot r^{m+1} \rho(r, z), \quad (3)$$

где ρ — функция распределения плотности нуклонов. I_{lm} зависит от набора коллективных переменных, характеризующих конфигурацию. Для описания формы ядра использована параметризация в виде возмущенных оваловидов Кассини [10]. До разрыва фигура определяется параметром лемнискаты α , параметром асимметрии α_1 и параметром гексадекапольной деформации α_4 . Для описания конфигурации осколков кроме масс осколков A_1 и A_2 и легкой частицы A_3 необходимы параметры деформации осколков $\alpha^{(1)}$ и $\alpha^{(2)}$ и расстояния между центрами осколков и легкой частицы. Таким образом, для определения шести неизвестных параметров осколочной системы необходимо использовать шесть уравнений, выражающих сохранение моментов I_{00} , I_{10} , I_{20} , I_{02} , I_{30} , I_{04} . На рисунке показан пример аппроксимации осколочной системы для случая $\alpha = 0,98$, $\alpha_1 = 0,04$ и $\alpha_4 = 0,04$ при делении ядра ^{236}U .



Аппроксимация фигуры делящегося ядра конфигурацией после разрыва для тройного деления

Была исследована зависимость массы легкой частицы от параметра асимметрии. Оказалось, что масса легкой частицы слабо зависит от α_1 и имеет максимальное значение $A_3 \approx 8$ при $\alpha_1 \approx 0,05$, что связано с тем, что в этой области тяжелый осколок имеет форму, близкую к сферической. Расчеты показали, что зависимость $A_3(R_{12})$ почти линейна в интервале изменений $R_{12} = (1-2)$ Фм. Например, для $\alpha_1 = 0,05$, $A_3 \approx 6$ при $R_{12} = 1$ Фм и $A_3 = 8$ при $R_{12} = 1,5$ Фм. Из расчетов следует, что для выбранного класса фигур вблизи точки разрыва масса легкой частицы $A_3 = 6-8$, что отличается от наиболее вероятной массы $A_3 = 4$ (α -частица), наблюдаемой на опыте. Однако надо иметь в виду, что процессы обмена нуклонами между легкой частицей и осколками могут изменить первоначальное распределение по массам легкой частицы. Заряд легкой частицы будет определяться, во-первых, плотностью заряда в шейке, которая может быть ниже вследствие поляризации заряда, чем в составном ядре. Во-вторых, процессы обмена после разрыва могут изменить первоначальное отношение Z_3/A_3 . Поскольку легкая частица сильно взаимодействует с осколками, то процесс релаксации к равновесному состоянию будет происходить по направлению к минимуму потенциальной энергии. Расчеты потенциальной энергии показывают, что минимум относительно заряда легкой частицы находится при $Z_3 \approx 2$.

Таким образом, в рамках рассмотренной модели предложен метод определения конфигурации системы при тройном делении, которую можно использовать в качестве начальной в траекторных расчетах. Для расчета выхода легких заряженных частиц в зависимости от массы и заряда необходимо более детально учесть процессы обмена нуклонами после разрыва. Далее необходимо провести расчеты с другими способами параметризации формы ядра перед разрывом, чтобы определить устойчивость результатов относительно способов параметризации.

Список литературы

1. Bench Y. et al. - *Phys. Rev.*, 1961, v.156, p.1305.
2. Лик-Личак Г.А. - Препринт ИАЭ-2399, М., 1974.
3. Fong P. - *Phys. Rev.*, 1971, v. C3, p.2025.
4. Вальский Г.В. - *Ядерная физика*, 1976, т.24, с.270.
5. Halpern I. - *Ann. Rev. Nucl.Sci.*, 1971, v.21, p.45.
6. Negle J. et al. - *Phys.Rev.*, 1978, v.C17, p.1098.
7. Рубчenea В.А. - *Ядерная физика*, 1982, т.35, вып.3, с.576.
8. Huizenga J.R. et al. - *Phys. Rev. Lett.*, 1976, v.37, p.385.
9. Рубчenea В.А., Явшиц С.Г. - Препринт РИ - 163, Д., 1983.
10. Pashkevich V.V. - *Nucl.Phys.*, 1971, v. A169, p.275.

ДЕТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СПОНТАННОГО ДЕЛЕНИЯ ^{252}Cf
С ЭМИССИЕЙ α -ЧАСТИЦ

В.Т.Грачев, Ю.И.Гусев, Д.М.Селиверстов, Н.Н.Смирнов
(ЛИЯФ им.Б.П.Константинова АН СССР)

Измерены энергетические распределения α -частиц и осколков спонтанного деления ^{252}Cf в диапазоне углов вылета α -частиц относительно направления движения легкого осколка (60-120)⁰ и массового отношения осколков 1,1-2,1. Результаты анализируются с целью получения информации о динамике деления ядер.

Energy distributions of α -particles and main fragments in the spontaneous fission of ^{252}Cf were measured in the range of emission angles with respect to the direction of the light fragment (60-120) and the mass ratio of fragments 1,1-2,1. Results are analyzed to obtain the information about the fission dynamic.

В настоящее время детальные исследования тройного деления ядер с эмиссией α -частиц, т.е. одновременные и прецизионные измерения угловых, энергетических и массовых характеристик процесса выполнены в случае деления ^{235}U тепловыми нейтронами [1,2]. Изучению тройного деления ^{252}Cf посвящено большое количество работ, но во всех экспериментах измерялась только часть необходимых параметров - энергетических и массовых [3] или энергетических и угловых [4,5]. Исключение составляет работа Френкеля [6], являющаяся одним из первых детальных исследований, вообще, в тройном делении. Но она была выполнена с плохим угловым разрешением, и значение ширины углового распределения α -частиц ($\Delta\theta_{\text{ПШПВ}} \approx 32^{\circ}$) в дальнейшем было уменьшено почти в 2 раза. В ряде работ [3,4] полученные значения параметров, характеризующих деления ^{252}Cf , сильно отличались от аналогичных величин, определенных в случае деления ядра ^{236}U . Это позволяло делать вывод о выделенности спонтанного деления по сравнению с делением на нейтронах. Изучение же реальных, устойчиво определенных закономерностей тройного деления в доступном для измерений диапазоне Z и A делющихся ядер может помочь при оценке применимости тех или иных физических

моделей к тройному делению. Так, независимость наиболее вероятных энергий и ширин угловых распределений заряженных частиц, образующихся в делении, от Z^2/A делящихся ядер позволила авторам выдвинуть гипотезу о "быстром" спуске ядра от седловой точки до точки разрыва. Целью данной работы являлось измерение энергетических и угловых распределений легких ($Z = 1, 2$) частиц в совпадении с осколками деления ^{252}Cf в широком диапазоне энергий и углов вылета частиц. Ниже приводятся результаты для случая эмиссии α -частиц.

Измерения были выполнены на установке, использовавшейся ранее для исследования деления ^{235}U , что исключало в значительной степени систематические ошибки при анализе данных, полученных для двух делящихся систем. Источник ^{252}Cf активностью $2 \cdot 10^4$ делений/с и диаметром 10 мм был нанесен на подложку из Al_2O_3 толщиной 80 мкг/см² и закрывался с открытой стороны такой же пленкой. Он помещался в центр вакуумной камеры под углом 35° к плоскости детекторов осколков деления. Регистрация осколков деления осуществлялась двумя мозаиками из 4 поверхностно-барьерных детекторов площадью 18x54 мм² в каждой мозаике. Δ E-E-система для регистрации заряженных частиц состояла из плоской ионизационной камеры с сеткой (входная площадь 100x100 мм², толщина 40 мм), наполняемой смесью аргона и метана (5-8%) при давлении 150-200 мм рт.ст. - Δ E детектор и 9 ППЦ детекторов 28x28 мм² для определения энергии и угла вылета частиц. Угловой захват каждого F и E детектора составлял $\pm 4^\circ$ и $\pm 6^\circ$, диапазон измеряемых углов 60-120°, измерения проводились одновременно при 24 значениях углов вылета α -частиц по отношению к направлению движения легкого осколка θ_{α} . Нестабильность всех спектрометрических трактов не превышала 0,5% за двухнедельный цикл работы. Количество фоновых случайных событий не превышало 1-3% от общего числа событий.

Параметры интегральных угловых и энергетических распределений α -частиц и осколков деления даны в таблице. Здесь же приведены

\bar{E}_α , МэВ	ПШПЗ E_α , МэВ	\bar{E}_F , МэВ	ПШПЗ E_F , МэВ	θ_{α} , град	ПШПЗ θ_{α} , град	Работа
16,0 \pm 0,2	10,3 \pm 0,4	-	-	-	-	[8]
-	-	-	-	84,3 \pm 0,7	18,5 \pm 1,0	[4]
16,06 \pm 0,02	9,9 \pm 0,7	169,8 \pm 0,02*	25,9	-	-	[3]
16,1 \pm 0,15	10,5 \pm 0,3	172,9 \pm 0,15	25,5 \pm 0,2	84,5 \pm 0,35	19,3 \pm 0,8	Данная работа 236U [2]
15,9 \pm 0,2	9,9 \pm 0,3	157,2 \pm 0,2	21,2 \pm 0,2	81,9 \pm 0,5	19,6 \pm 1,0	

* Данные получены с учетом эмиссии нейтронов.

результаты настоящей работы по тройному делению ^{236}U . Главным выводом, который можно сделать, является надежно установленный факт независимости наиболее вероятных энергий \bar{E}_α и ширины углового распределения α -частиц от Z^2/A делящегося ядра. Так, улучшение фокусировки α -частиц за счет роста Z при переходе от урана к калифорнию компенсируется обратным эффектом, вызванным увеличением скорости осколков в момент разрыва ядра в случае деления ^{252}Cf .

Энергетические спектры α -частиц и корреляции между средней энергией осколков деления \bar{E}_f и энергией α -частиц для различных углов эмиссии $\theta_{\alpha L}$ показаны на рис. I.

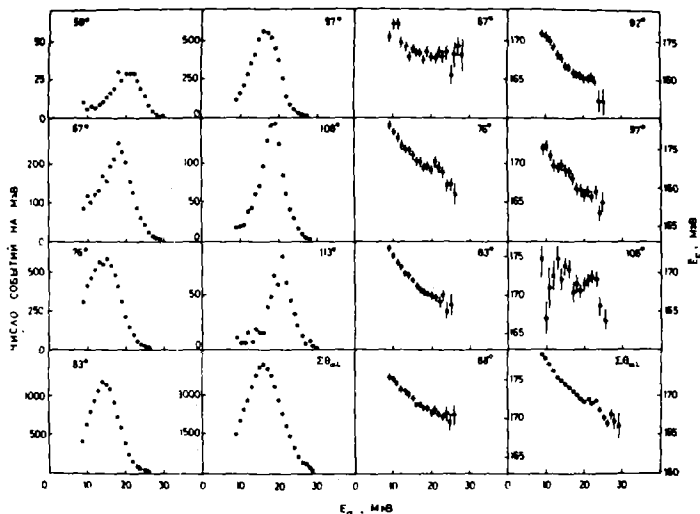


Рис. I. Энергетические спектры α -частиц и зависимости средней кинетической энергии осколков от энергии α -частиц при различных значениях $\theta_{\alpha L}$.

$\Sigma \theta_{\alpha L}$ - распределения, усредненные по всем значениям $\theta_{\alpha L}$.

Как уже указывалось в [1, 2], интерес представляет поведение энергетических спектров α -частиц при углах, далеких от наиболее вероятного. Наблюдаемые при малых энергиях отклонения формы спектра от нормальных распределений связываются нами с эффектом перерасеяния частиц на движущихся осколках. В случае деления ^{252}Cf эти отклонения заметно меньше, чем при делении ^{236}U , что можно объяснить большей в первом случае скоростью осколков деления. Увеличение ско-

рости осколков приводит к уменьшению энергии рассеянных частиц, значительная часть которых имеет энергию ниже порога регистрации - 8,5 МэВ.

Зависимости \bar{E}_F от E_A , как правило, аппроксимируются прямыми с наклоном $\beta = -\Delta \bar{E}_F / \Delta E_A$. Но даже при углах, близких к наиболее вероятному, эта зависимость отличается от линейной, не говоря об углах, далеких от наиболее вероятного. Во-первых, это говорит о том, что корреляции как между \bar{E}_F и E_A , так и между \bar{E}_A и E_F требуют более глубокой трактовки, чем это было предложено Халперном [9]. И, во-вторых, отличие в поведении $\bar{E}_F(E_A)$ при различных θ_{A1} свидетельствует о разных условиях, при которых происходит рождение α -частиц, наблюдаемых под углами, далекими и близкими к наиболее вероятному.

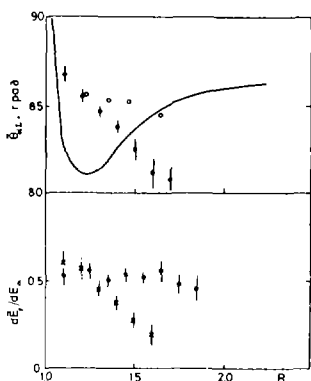


Рис.2. Зависимости коэффициентов корреляции $-\Delta \bar{E}_F / \Delta E_A$ (нижняя часть) и среднего угла α -эмиссии θ_{A1} от массового отношения осколков: \bullet - данная работа, \times - [3], \circ - [4]. Кривая - вычисления Фонга [10].

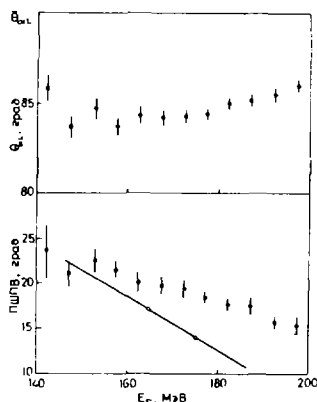


Рис.3. Зависимости ширины углового распределения (нижняя часть) и среднего угла α -эмиссии от полной кинетической энергии осколков деления E_F : \bullet - данная работа, \circ - вычисления [11].

В работе [3] была получена зависимость параметра корреляции от R (рис.2), существенно отличающаяся от результатов по делению урана [2]. Для объяснения приведенной зависимости авторы выдвинули предположение о том, что расстояние между осколками растет с ростом

R . При этом следовало бы ожидать увеличения ширины углового распределения α -частиц с ростом R . По данным наших измерений, ни $d\bar{E}_f/dE$ (рис.2), ни угловая ширина практически не зависят от R .

Зависимость среднего угла α -эмиссии от R (рис.2) в случае деления ^{252}Cf обнаруживает такой же характер, как и в случае деления ^{236}U . Из рис.2 видно, что экспериментальные данные не соответствуют рассчитанным по статистической модели значениям $\bar{\theta}_{\alpha}$. Также не соответствуют наши экспериментальные данные по значениям ширины углового распределения α -частиц и характеру этой зависимости от E_f (рис.3) вычислениям авторов [1], выполненным в рамках статистической модели.

В заключение следует отметить, что:

- вся совокупность полученных данных свидетельствует о том, что деление ^{252}Cf с эмиссией α -частиц во многом аналогично делению ^{236}U и не обнаруживает ряда аномалий, отмеченных ранее другими авторами;

- экспериментальные данные не согласуются с расчетами, выполненными в рамках статистической модели деления;

- менее выраженный эффект перерасеяния α -частиц на движущихся осколках по сравнению со случаем деления ^{236}U может быть объяснен наличием большей начальной скорости осколков деления ^{252}Cf .

Список литературы

1. Guet C. et al. - Nucl. Phys., 1979, v.A314, p.1.
2. Грачев В.Т. и др. - Ядерная физика, 1980, т.32, с.1186.
3. Mehta G.K. et al. - Phys. Rev., 1974, v.C7, p.375.
4. Fluss M. et al. - Phys. Rev., 1974, v.C7, p.353.
5. Cumpstey D.E. and Vass D.G. - Proc. Symp. on Physics and Chemistry of Fission, Julich, 1979, IAEA-SM241/P12, p.223.
6. Fraenkel Z. - Phys.Rev., 1967, v.156, p.1283.
7. Воробьев А.А. и др. - Ядерная физика, 1974, т.20, с.461.
8. Cooper S.W. et al. - Phys.Rev., 1967, v.154, p.1195.
9. Halpern I. - Ann.Rev.Nucl.Sci., 1971, v.21, p.245.
10. Fong P. - Phys.Rev., 1970, v.C2, p.735.
11. Sinha A.K. and Mehta G.K. - Phys.Rev., 1980, v.C21, p.2467.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННОГО И γ -ИЗЛУЧЕНИЙ ПРИ ДЕЛЕНИИ
 ^{239}Pu ТЕПЛОВЫМИ И РЕЗОНАНСНЫМИ НЕЙТРОНАМИ

Л.А. Попеко, Ю.П. Руднев, Г.А. Петров

(ДЛИФ им.Б.П.Константинова АН СССР)

Измерены разностные спектры электронов и γ -квантов при делении ^{239}Pu резонансными (0,29 эВ) и тепловыми нейтронами. Для соответствующих разностей в интегральных выходах электронов и γ -квантов с энергиями (140-1100) кэВ получены значения $(1,53 \pm 0,07) \cdot 10^{-3}$ электрон/дел. и $(1,7 \pm 0,8) \cdot 10^{-2}$ γ -квант/дел.

The differences of the electron and γ -ray spectra for ^{239}Pu resonance (0,29 eV) and thermal neutron fission have been measured. For the total integral yield differences of the electrons and γ -rays with the energies (140-1100) keV have been obtained the following figures: $(1,53 \pm 0,07) \cdot 10^{-3}$ electron/fission, $(1,7 \pm 0,8) \cdot 10^{-2}$ quanta/fission.

Сравнительные измерения спектров электронов и γ -квантов в быстрых совпадениях с осколками деления ^{239}Pu резонансными (0,29 эВ) и тепловыми нейтронами были предприняты с целью исследования возможного влияния свойств резонансов на характеристики излучений, сопровождающих процесс деления. При этом предполагалось, что различия в соответствующих энергетических спектрах могут возникнуть из-за различий в выходах осколков деления, из-за существования с различной вероятностью (n, γ)-процесса [1,2] или из-за гипотетического процесса флюктуационной ионизации атомной оболочки делящегося атома [3,4]. В двух последних случаях процесс испускания излучений происходит на стадии компаунд-ядра и должен сопровождаться характеристическим рентгеновским излучением плутония. Кроме того, вероятность обоих процессов должна быть обратно пропорциональна ширинам соответствующих резонансов.

Для проведения исследований был выбран сильный низколежащий резонанс ^{239}Pu с энергией 0,29 эВ ($\Gamma \sim 100$ мэВ) и "хвост стрипчатого резонанса" с предполагаемой шириной $\Gamma \sim 3000$ мэВ [5]. Значительное различие в ширинах выбранных резонансов и относительная простота их выделения по методике фильтров позволяли надеяться на успех этого исследования.

Методы измерений и обработки данных

Ввиду того, что ожидаемые различия в интегральных выходах электронов и γ -квантов при делении ^{239}Pu резонансными и тепловыми нейтронами составляют 10^{-3} – 10^{-4} на одно деление, в экспериментах были предприняты меры максимально возможного увеличения эффективности регистрации излучений и интенсивности нейтронного пучка. Резонанс 0,29 эВ выделялся при помощи S_m -фильтра толщиной 0,3 мм так, что примесь делений тепловыми нейтронами составляла не более 5%. В отсутствие S_m -фильтра в пучок помещался N_c -рассеиватель, который не изменял спектра пропущенных нейтронов, но позволял путем подбора толщины уравнивать загрузки детекторов со случаем деления резонансными нейтронами. В этом случае максимальная примесь делений резонансными нейтронами не превышала ~8%.

При исследованиях электронных спектров был использован высокоэффективный электронный спектрометр со сверхпроводящими соленоидами и $Si(Li)$ -детекторами. Осколки деления при этом регистрировались двумя коаксиальными $Si(Au)$ -детекторами с эффективностью ~40%. Энергетическое разрешение спектрометра составляло ~5 кэВ на линии $K_{I063}^{207}\text{Bi}$ при эффективности ~0,76. 47.

При исследованиях γ -спектров осколки деления регистрировались с ~100%-ной эффективностью газовой сцинтилляционной камерой, а γ -кванты NaI(Tl) – ($150 \times 100 \text{ мм}^2$) – спектрометром, помещенным для защиты от нейтронов деления на расстоянии 80 см от мишени ^{239}Pu . Разрешение γ -спектрометра составляло ~8% для ^{60}Co .

Накопление и предварительная сортировка информации, а также периодическая замена фильтров производились при помощи выносной измерительной станции ЛНИ ЛИЯФ АН СССР.

С целью контроля возможного влияния оставшихся небольших различий в загрузках детекторов излучений при смене фильтров выполнялись специальные измерения разностных спектров в условиях значительных различий в интенсивностях нейтронного пучка (N_c – "0"). Результаты исследований электронных спектров представлены на рис. 1. Аналогичные данные были получены и для γ -квантов, но в этом случае разницы в полных выходах обнаружено не было на уровне $-(1,7 \pm 0,8) \cdot 10^{-2}$ на одно деление.

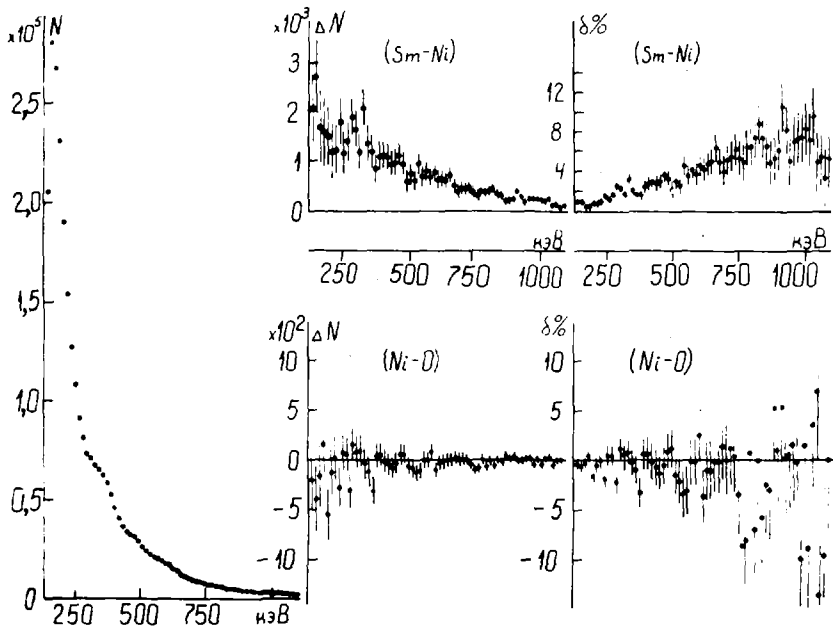


Рис. I. Электронные спектры при делении ^{239}Pu надсамариевыми и тепловыми нейтронами:
 слева - общий вид спектра электронов;
 справа сверху - разностные спектры электронов без нормировки (ΔN) и с нормировкой на форму спектра $N(E)$;
 справа внизу - то же, но с Ni - фильтром и без фильтра

Обсуждение результатов

Если предположить, что обнаруженный разностный электронный спектр при делении ^{239}Pu резонансными и тепловыми нейтронами целиком обусловлен различиями в массовых выходах осколков деления, то при разумных предположениях о коэффициентах конверсии интегральный выход γ -квантов с энергиями (140 - 1100) кэВ должен был бы быть $\sim (2 - 3) \cdot 10^{-1}$ γ -квант/дел., что значительно больше установленного в эксперименте верхнего предела на эту величину. Это значит, что только (10 - 20) % обнаруженной разницы в выходах электронов может быть связано с осколками деления.

Что касается ($n\gamma f$)-процесса, то соответствующая ширина $\Gamma_{\gamma f} \approx$

$\approx 6 + 8$ мэВ [2,67], т.е. в нашем случае разница в выходах γ -квантов может быть $\approx 10^{-2}$ квант/дел., что близко к установленному экспериментальному пределу. При этом форма спектра γ -квантов может быть легко получена из измеренных разностных электронных спектров при различных предположениях о мультипольности γ -квантов ($n\gamma f$)-процесса. На рис.2 приведено сравнение полученных таким образом γ -спектров с теоретически рассчитанными γ -спектрами, взятыми из работы [2].

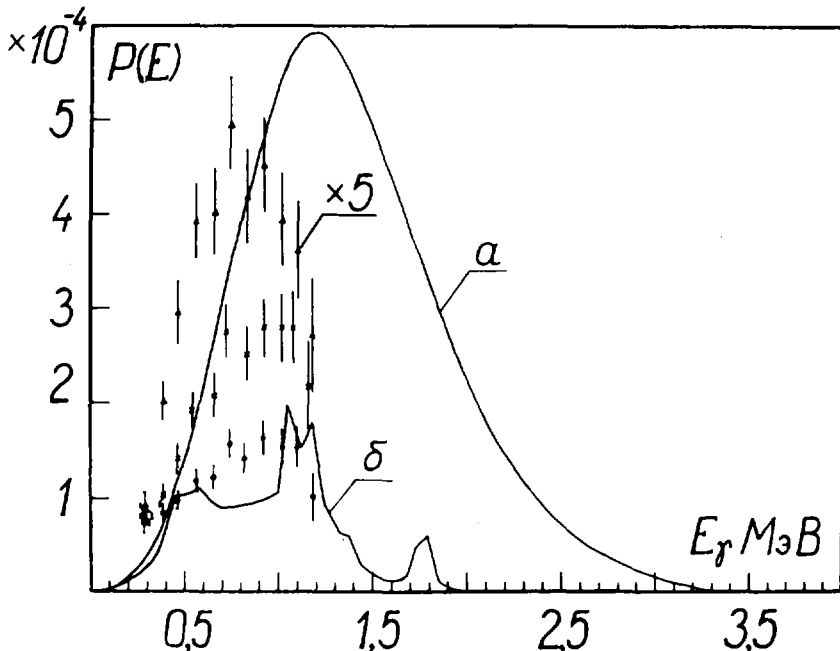


Рис.2. Сравнение теоретических и экспериментальных γ -спектров ($n\gamma f$)-реакции на ^{239}Pu :
 а, б - расчётные γ -спектры [2] в предположениях полного демпфирования состояний во 2-й ядре и его отсутствия;
 $\uparrow, \times, \downarrow$ - пересчитанные экспериментальные γ -спектры в предположениях М1, 50% Е1 + 50% М1 и Е1 мультипольностей (уменьшен в 5 раз) соответственно

Из сравнения видно, что экспериментальные пересчитанные γ -спектры оказываются "мягче" теоретических, а наилучшее согласие, видимо, достигается для чистых М1 переходов или с примесью до 50 % Е1 пере-

ходов и при промежуточном демфировании.

Поскольку все полученные данные могут быть удовлетворительно объяснены существованием $(n, \gamma f)$ -процесса, пока нет оснований привлекать гипотетический процесс флуктуационной ионизации [3], хотя данные и не противоречат его существованию.

Список литературы

1. V.Stavinsky et al. Nucl.Phys.(1965) ,v.62, p.667.
2. D.Shackelton. Phys.Lettr. 1972, v.42B, p.344.
J.Trochon et al. Сб.Нейтронная физика, 1976,ч.5,с.323.
3. Д.П.Гречухин. ЯФ, 1966, т.4, с.1134.
4. Л.А.Попеко и др. ЯФ, 1976, т.24, с.1081.
5. Г.В.Анципов и др. Оценка ядерных данных для ^{239}U .
Препринт № 12, 1981, ч.1, с.11.
6. Г.С.Борухович и др. Препринт ЛИЯФ № 452, 1978.

ВРЕМЕНА ЖИЗНИ ДЕЛЯЩИХСЯ ЯДЕР, ОБРАЗУЮЩИХСЯ В РЕЗУЛЬТАТЕ
КАСКАДНОЙ ЭМИССИИ НЕЙТРОНОВ

О.В.Груша, Ю.В.Меликов, Л.Н.Сюткина, А.Ф.Тулинов, О.А.Куминов
(НИИЯФ МГУ)

Методом теней измерены времена жизни делющихся изотопов плутония, образующихся при бомбардировке монокристаллов $^{235}\text{UO}_2$ и $^{238}\text{UO}_2$ α -частицами и последующей эмиссии нейтронов. Проведен анализ экспериментальных результатов в рамках статистической модели ядерных реакций.

The lifetimes of the fissionable plutonium isotopes were measured using the shadow (blocking) effect. These isotopes were produced by bombarding of $^{235}\text{UO}_2$ and $^{238}\text{UO}_2$ single crystals with α -particle beam and following emission of neutrons. The analysis of the experimental results in the framework of the statistical model of nuclear reactions was performed.

Деление тяжелых ядер явилось одним из первых объектов применения нового метода измерения времен жизни возбужденных ядер, основанного на эффекте теней [1,2]. При бомбардировке тяжелых ядер заряженными частицами с энергиями вблизи кулоновского барьера деление могут испытывать, помимо составного ядра, также ядра, получающиеся в результате эмиссии одного или несколько нейтронов. Если используются легкие заряженные частицы, набор делющихся ядер может быть сравнительно небольшим (два-три), что облегчает проведение анализа нейтронно-эмиссионного каскада и позволяет в ряде случаев выделить вклад каждого делющегося ядра в наблюдаемый эффект конечного времени жизни.

В работе [3] была предложена программа исследования времен жизни возбужденных делющихся ядер, образующихся при бомбардировке монокристаллических мишеней $^{235}\text{UO}_2$ и $^{238}\text{UO}_2$ дейтронами и α -частицами, а также приведены первые экспериментальные данные, полученные для реакции $^{235}\text{U}(d, nlf)$. В настоящей работе изложены результаты измерений эффекта конечного времени жизни в реакциях $^{235}\text{U}(\alpha, nlf)$ и $^{238}\text{U}(\alpha, nlf)$ при $E_\alpha = 19\text{--}31$ МэВ, проведен теоретический анализ нейтронно-эмиссионных каскадов и получены времена

жизни нескольких изотопов плутония при различных энергиях возбуждения.

Эксперимент проводился на циклотроне НИИЯФ МГУ. Осколки деления регистрировались стеклянными трековыми детекторами в окрестностях кристаллографических осей $\langle III \rangle$, составлявших углы 120° и 170° с направлением импульса α -частиц. Схема эксперимента и способ обработки результатов измерений были такие же, как и в работе [3]. Получены зависимости относительной интенсивности осколков в центре теневого минимума χ_{min} от энергии α -частиц (рис. 1). Количественной характеристикой эффекта конечного времени жизни служит величина $\Delta \chi = \chi_{min} - \chi_{min}^{эталон}$, где $\chi_{min}^{эталон}$ - интенсивность в центре эталонной тени, не подверженной влиянию смещения ядра из узла решетки кристалла, за которую принималось наименьшее значение величины $\chi_{min}^{190^\circ}$. Наблюдаемая зависимость $\Delta \chi(E_\alpha)$ является, с одной стороны, отражением изменения времени жизни данного ядра с энергией возбуждения, а с другой - проявлением меняющихся вкладов в величину $\Delta \chi$ различных делящихся ядер, образовавшихся в нейтронно-эмиссионном каскаде.

Чтобы выяснить, какие ядра ответственны за наблюдаемый эффект конечного времени жизни при данной энергии α -частиц, был выполнен теоретический анализ нейтронно-эмиссионных каскадов, развивающихся в каждой из исследуемых реакций. Анализ проводился в рамках статистической модели ядерных реакций с точным учетом распределения по угловому моменту на каждой ступени каскада. Использовалась модифи-

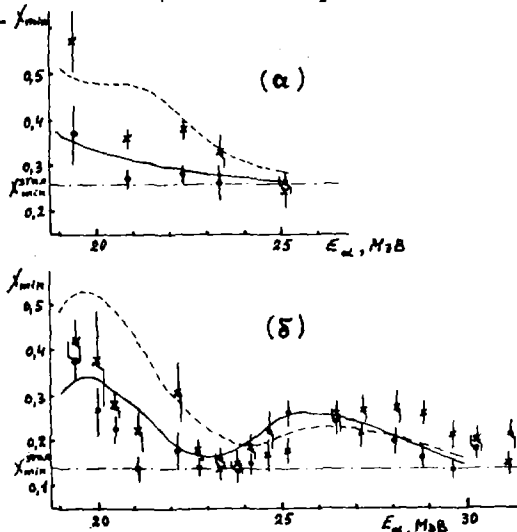


Рис. 1. Относительная интенсивность осколков в центре теневого минимума от осей $\langle III \rangle_{170^\circ}$ (точки) и $\langle III \rangle_{120^\circ}$ (крестики) для реакции $^{235}\text{U}(\alpha, n) f$ - (а) и $^{238}\text{U}(\alpha, n) f$ - (б): сплошные линии - результаты расчета для осей $\langle III \rangle_{170^\circ}$, пунктирные - для осей $\langle III \rangle_{120^\circ}$.

цированной модели [3].

кация программы GROGI-2 [4], которая позволяла детально проследить за распадом возбужденного состояния ядра, включая и делительный канал распада. При расчете Γ -ширин функция плотности уровней записывалась в модели ферми-газа; при малых энергиях возбуждения учитывалась возможность распада на конкретные уровни нижней части спектра. Параметры плотности уровней ядер при равновесной деформации брались из общепринятых систематик [5], а в седловой точке подбирались из условия наилучшего описания экспериментальных данных по вероятности деления соответствующего ядра (см. таблицу).

A	$B_n, \text{МэВ}$	$B_f, \text{МэВ}$	$\hbar\omega_f, \text{МэВ}$	$a_n, \text{МэВ}^{-1}$	$\Delta_n, \text{МэВ}$	$a_f, \text{МэВ}^{-1}$	$\Delta_f, \text{МэВ}$
242	6,2	6,0	1,0	27,00	0,6	29,7	0,6
241	5,4	6,2	1,1	25,04	-0,67	31,05	-0,1
240	6,4	5,9	1,0	26,79	0,58	31,01	0,58
239	5,6	6,2	1,0	24,22	-0,53	24,22	-0,3
238	7,0	6,0	0,8	24,00	1,11	28,88	1,11
237	6,0	6,0	0,9	24,00	0,28	27,60	0,28
236				24,00	1,11		

На основании рассчитанных парциальных ширин распада состояния ядра с энергией E и угловым моментом J по различным каналам определялись полная ширина распада $\Gamma(E, J)$ и время жизни состояния $\tau(E, J) = \hbar / \Gamma(E, J)$, а также время жизни ядра как функция энергии возбуждения $\tau(E) = \sum_j \tau(E, J) \cdot P(E, J) / \sum_j P(E, J)$, где $P(E, J)$ — населенность состояния (E, J) . Зная время жизни ядра, образующегося на определенной ступени нейтронно-эмиссионного каскада, и времена жизни всех ядер-предшественников, можно найти среднее смещение этого ядра из узла решетки $\nu_1 \tau$, нормальное к кристаллографической оси, а затем с помощью известной функциональной зависимости $\Delta \chi = f(\nu_1 \tau)$ [6] и соответствующее значение величины $\Delta \chi$. На рис. 2 представлены рассчитанные таким образом вклады различных изотопов плутония в величину $\Delta \chi$, а также суммарный эффект конечного времени жизни, в зависимости от энергии α -частиц; сравнение последнего с

$\Delta \chi_{\text{экс}}(E_\alpha)$ можно видеть на рис. 1. Если принять во внимание, что доступными для измерения в реальном эксперименте являются значения $\Delta \chi \geq 0,02-0,03$, то можно заключить, что в исследуемых реакциях имеются значительные интервалы энергий α -частиц, где весь наблюдаемый эффект конечного времени жизни создается одним делением ядром каскада.

Исходя из этого, на основе измеренных значений $\Delta \chi$ были определены времена жизни изотопов ^{236}Pu , ^{240}Pu , ^{241}Pu как функции средней энергии возбуждения, с учетом относительной доли осколков деления данного ядра в общем выходе осколков и ее зависимости от угла, которая обусловлена угловой анизотропией осколков. Эти результаты представлены на рис.3; там же приведены теоретические зависимости $\tau(E^*)$, рассчитанные описанным выше способом. Прежде всего следует отметить, что использование нейтронно-эмиссионного каскада не только расширяет круг исследуемых ядер, но и позволяет определять времена жизни ядер с энергией возбуждения в непосредственной близости к барьеру деления. В этой области τ равно по порядку величины 10^{-15} с; при повышении E^* на 2-2,5 МэВ времена жизни уменьшаются до $\sim 10^{-16}$ с. При сравнении экспериментальной и теоретической зависимости времени жизни от энергии возбуждения нужно иметь в виду, что на точность полученных значений τ оказывают влияние такие факторы, как недостаточная полнота иллектихса в литературе экспериментальных данных по вероятностям деления и анизотропии углового распределения осколков исследуемых ядер, а также некоторая неопределенность значений параметров плотности уровней при равновесной деформации. Учитывая сказанное, степень согласия зависимостей $\tau_{\text{эсп}}(E^*)$ и $\tau_{\text{теор}}(E^*)$ можно признать удовлетворительной.

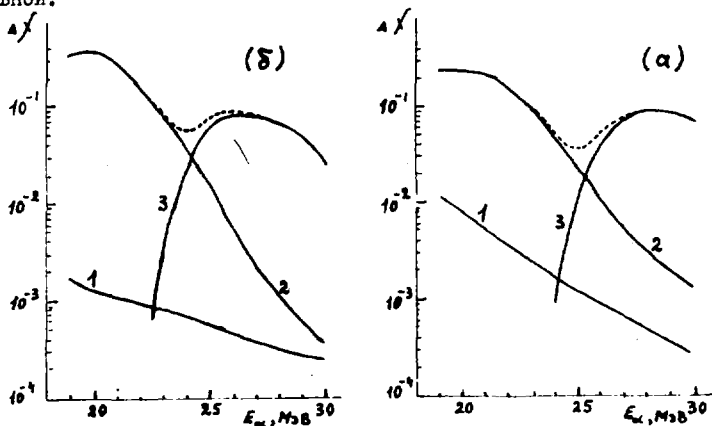


Рис.2. Рассчитанные частичные вклады различных изотопов плутония в величину $\Delta \chi$ (сплошные кривые) и суммарный эффект (пунктир): (а) - для реакции $^{235}\text{U}(\alpha, \text{xlf})$: 1 - ^{239}Pu , 2 - ^{236}Pu , 3 - ^{237}Pu ; (б) - для реакции $^{238}\text{U}(\alpha, \text{xlf})$: 1 - Pu , 2 - ^{241}Pu , 3 - ^{240}Pu

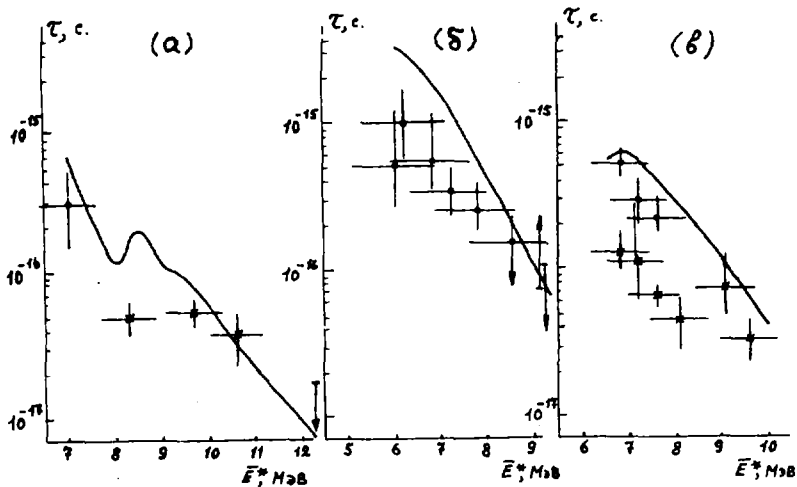


Рис.3. Времена жизни изотопов ^{238}Pu (а), ^{240}Pu (б), ^{241}Pu (в) в зависимости от средней энергии возбуждения. Точки - результаты измерений с указанием полуширины спектра возбуждения. Кривые - результаты расчета

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Карамян С.А., Меликов Ю.В., Тулинов А.Ф. - ЭЧАЯ, 1973, т.4, с.456.
2. Gibson W.M. - Ann.Rev.Nucl. Sci., 1975, v.25, p. 465.
3. Меликов Ю.В. и др. - ЯФ, 1980, т.32, вып.4(10), с.907.
4. Gilat J. - BNL-50246 (T-580), 1970.
5. Dilg W. et al. - Nucl.Phys., 1973, v. A217, p.269.
6. Воротняков П.Е. и др. - ЯФ, 1982, т.36, вып.5(11), с.1073.

ЭМИССИЯ НЕЙТРОНОВ И γ -КВАНТОВ ДЕЛЕНИЯ
В РЕАКЦИЯХ $^{235}\text{U}(d, pf)$ И $^{239}\text{Pu}(d, pf)$

В.И. Серов, М.Ф. Андреев, В.В. Гладков,
В.А. Завгородний

(ИЯЭ им. И.В. Курчатова)

Измерены относительные выходы нейтронов и γ -квантов деления по направлению движения осколков деления в реакциях $^{235}\text{U}(d, pf)$ и $^{239}\text{Pu}(d, pf)$ при $E_d = 11,6 \dots 12,4$ МэВ. В обоих случаях наблюдаются коррелированные нерегулярности в выходах нейтронов и γ -квантов при близких энергиях возбуждения.

The relative neutrons and γ -quanta of fission outputs in the direction of fission fragments movement in $\text{U}(d, pf)$ and $\text{Pu}(d, pf)$ reactions at $E_d = 11,6 \dots 12,4$ MeV are being measured. In both cases the correlated irregularities in neutron and γ -quanta outputs at close energies of excitation are observed.

Эмиссия нейтронов и γ -квантов при делении ядер происходит из сильновозбужденных осколков, и не следовало бы ожидать каких-либо нерегулярностей в их числе или спектре при энергиях возбуждения выше барьера деления. Однако при анализе поведения среднего числа нейтронов деления $\bar{\nu}$ для разных энергий возбуждения ряда четно-четных составных ядер обнаруживается зависимость $\bar{\nu}$ от спинов делящихся ядер [1]. С целью более подробного изучения этого явления были проведены измерения выходов нейтронов и γ -квантов деления в реакциях (d, pf) . В дополнение к телескопу "ΔE-E" - счетчиков и детектору осколков деления, используемых при исследованиях реакций (d, pf) и (t, pf) [2], по направлению движения осколков деления был установлен сцинтилляционный детектор, которым измерялись выходы нейтронов и γ -квантов. При такой геометрии используется и эффект кинематического усиления выхода нейтронов под передними углами и существенные изменения в дифференциальных сечениях при появлении возбужденных состояний у делящегося ядра. В экспериментах регистрировались быстрые нейтроны с $E_n > 1,2$ МэВ и γ -кванты с $h\nu > 0,15$ МэВ. К настоящему времени проведены измерения выходов нейтронов и γ -квантов деления в реакциях $^{235}\text{U}(d, pf)$ и $^{239}\text{Pu}(d, pf)$ при энергиях дейтронов 11,6...12,4 МэВ. Было обнаружено, что при некоторых энергиях возбуждения наблюдаются заметные возрастания

выходов нейтронов. Сложность измерений оказалась в том, что при этих же энергиях возбуждения уменьшается выход γ -квантов, что затрудняет одновременное измерение выходов нейтронов и γ -квантов одним детектором из-за неполного разделения импульсов от нейтронов и γ -квантов в условиях больших скоростей счета. Наиболее отчетливо возрастания в выходах нейтронов наблюдаются в измерениях с заметным ослаблением γ -квантов поглотителем из свинца толщиной ≥ 8 мм. Нерегулярности в выходах γ -квантов обнаруживаются в экспериментах с тонким поглотителем γ -квантов или без него. Точность определения энергии возбуждения в наших измерениях составляла $\pm 0,15$ МэВ.

На рис.1 приведены данные по относительному выходу нейтронов и γ -квантов на акт деления в зависимости от энергии возбуждения из реакции $^{235}\text{U}(d, pf)$, полученные при $E_d = 11,7$ МэВ, и зависимость \bar{J} от энергии нейтронов из реакции $^{235}\text{U}(n, f)$ в той же области энергий возбуждения по данным работы [3]. При энергиях возбуждения 7,1; 7,9 и 9,5 МэВ видны слабо выраженные пики в выходах нейтронов из реакции $^{235}\text{U}(d, pf)$, и при близких энергиях возбуждения можно заметить возрастания $\bar{J}(E_n)$. В опытах без ослабления γ -квантов при энергиях возбуждения 6,0; 7,0 и 8,0 МэВ видны уменьшения выходов γ -квантов деления.

При близких энергиях возбуждения и в реакции $^{239}\text{Pu}(d, pf)$ наблюдаются возрастания выходов нейтронов и уменьшения выходов γ -квантов при их регистрации по направлению движения осколков деления. На рис.2 приведены данные о зависимости суммарного выхода нейтронов и γ -квантов на акт деления при разных энергиях возбуждения из реакции $^{239}\text{Pu}(d, pf)$, а также зависимость анизотропии вылета осколков деления, полученная в том же эксперименте, и зависимость $\bar{J}(E_n)$ в реакции $^{239}\text{Pu}(n, f)$ из работ [3,4]. В качестве мишени использовался слой окиси плутония на более толстой подложке из алюминия, что привело к увеличению интегральной фоновой счетности. С целью ее уменьшения перед сцинтиллятором помещался свинец толщиной 3 мм. Это привело к падению выхода γ -квантов относительно нейтронов в $\sim 1,5$ раза. Тем не менее хорошего разделения импульсов от нейтронов и γ -квантов достичь не удалось. Однако в зависимости интегрального выхода нейтронов и γ -квантов отчетливо видны "провалы", которые обусловлены уменьшениями выходов γ -квантов при энергиях возбуждения 5,6...6,0 МэВ, 6,8 и 8,1 МэВ. Так как в измерениях выходов нейтронов из этой реакции [1] наблюдались возрастания при этих же энергиях возбуждения, то на самом деле эффект уменьшения выходов γ -квантов должен быть заметнее. Видно, что нерегуляр-

ностям в выходе γ -квантов деления соответствуют нерегулярности в зависимости анизотропии вылета осколков деления в этой же реакции и возрастания \bar{J} в реакции $^{239}\text{Pu}(n, f)$ при соответствующих энергиях возбуждения. В работе [5] измерения углового распределения осколков деления в реакции $^{239}\text{Pu}(d, pf)$ были выполнены с лучшим энергетическим разрешением, и помимо отмеченных видна нерегулярность при $E^* = 6,1$ МэВ, чему не противоречат данные по выходу γ -квантов деления: большая ширина "провала" при энергии возбуждения 5,6...6,0 МэВ может быть обусловлена существованием двух неразрешенных резонансов в этой области энергий возбуждения. Своеобразный вид нерегулярностей в выходах нейтронов деления в наших измерениях и их большая амплитуда по сравнению с величиной скачкообразных изменений $\bar{J}(E_n)$ при этих же энергиях возбуждения свидетельствуют о том, что происходят изменения в спектре нейтронов и их угловом распределении, а это означает, что ядра при делении проходят через квазистационарные состояния. Как было отмечено нами ранее [6] такие состояния проявляются и в делении других составных ядер ^{234}Th , ^{232}Pa , ^{238}U и др. Наиболее общим свойством указанных состояний является то, что их положение согласуется с правилом интервалов для вращательных спектров с $K=0^+$

$$E^* = E_0 + \hbar^2/2J I(I+1), \quad I = 0, 2, 4, \dots$$

Величина E_0 изменяется от 6,13 для ^{234}Th до 5,8 МэВ для ^{240}Pu ; величина $\hbar^2/2J$ тоже уменьшается с ростом Z или A от ≈ 60 до ≈ 50 кэВ.

С предположением о делении ядер через подобные квазистационарные состояния согласуется и поведение сечений деления ^{235}U и ^{239}Pu нейтронами. Так, в зависимости поперечного сечения деления ^{235}U нейтронами проявляются широкие резонансы при энергиях возбуждения, вблизи которых происходит возрастание выходов нейтронов и уменьшение выходов γ -квантов по направлению движения осколков деления. Некоторое смещение первого максимума в сечении деления ^{235}U нейтронами к большим энергиям можно объяснить заметным вкладом деления из состояний с $J^\pi = 1^-, 2^-, 3^-, 4^-, 5^-$ с предварительным испусканием γ -квантов, вероятность которого возрастает с ростом энергии нейтронов, а заселенность состояния с $J^\pi = 4^+$, которому должно отвечать возрастание сечения деления ^{235}U нейтронами при $E_n \approx 0,5$ МэВ с $l_n = 1$ и $l_n = 3$, невелика. При делении ^{239}Pu нейтронами с $E_n < 0,5$ МэВ затруднено образование состояний с $J^\pi = 4^+$, вследствие чего величина поперечного сечения деления при $E_n < 0,1$ МэВ даже

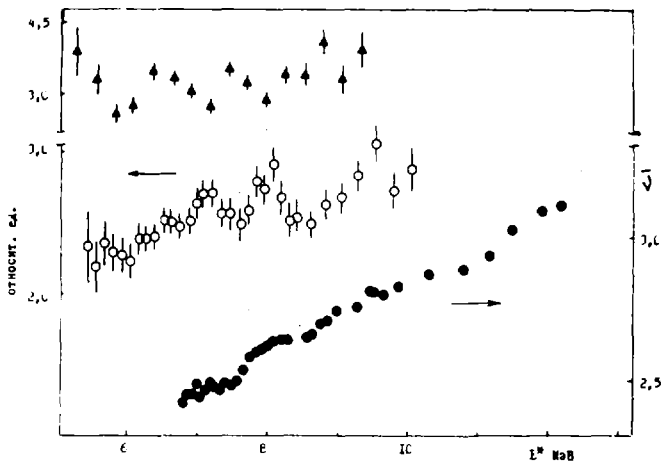


Рис.1. Относительные выходы: γ -квантов - \blacktriangle , нейтронов - \circ из реакции $^{235}\text{U}(d, pf)$; среднее число мгновенных нейтронов при делении ^{235}U нейтронами - \bullet [3]

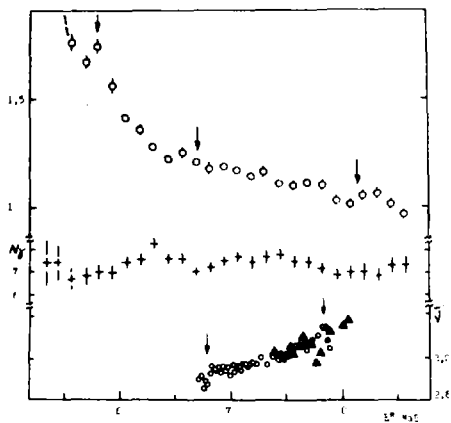


Рис.2. Зависимость анизотропии вылета осколков деления - \circ и относительный выход γ -квантов - \oplus из реакции $^{239}\text{Pu}(d, pf)$; среднее число мгновенных нейтронов при делении ^{239}Pu нейтронами - \blacktriangle , \circ [3, 4]

меньше поперечного сечения деления ^{235}U нейтронами, хотя энергии связи нейтронов в обоих случаях приблизительно одинаковы, а барьер деления у составного ядра $^{240}\text{Pu}^*$ даже меньше. Уменьшение выходов γ -квантов деления по направлению движения осколков деления при энергиях возбуждения, соответствующих этим квазистационарным состояниям, скорее всего, обусловлено их угловым распределением при испускании нескольких γ -квантов в каскаде относительно заданного направления движения осколков деления.

Таким образом, эмиссия нейтронов и γ -квантов при делении и зависимость поперечных сечений деления ряда ядер нейтронами свидетельствуют о том, что деление происходит через специфические квазистационарные состояния и при этих энергиях возбуждения может изменяться спектр нейтронов и их угловое распределение.

Список литературы

1. Гладков В.В., Завгородний В.А., Серов В.И. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып. I (40), с. 48.
2. Андреев М.Ф. и др. ЯФ, 1977, т. 25, с. 739.
3. Савин М.В. и др. Nuclear Data for Reactors, Vienna, IAEA, 1970, v. II, p. 157.
4. Soleilhac M. et al. Rep. 69-10 D.O.0025 U.P., 1970.
5. Britt H.C., Rickey F.A., Hall W.S. Phys. Rev., 1968, v. 175, p. 1525.
6. Серов В.И. Тезисы докл. XXXII совещ. по ядерн. спектроскопии и структуре атомн. ядра. Л.: Наука, 1982, с. 567.

Секция IV

ЯДЕРНЫЕ ДАННЫЕ ДЕЛЯЩИХСЯ ИЗОТОПОВ,
ТРАНСАКТИНИДОВ И ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ

Председатель Г.Н.Смиренкин
Секретарь В.Ф.Заварзин

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ОЦЕНОК СЕЧЕНИЙ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА
НЕЙТРОНОВ ДЛЯ ВАЖНЕЙШИХ ПРОДУКТОВ ДЕЛЕНИЯ

Т.С.Беланова, Л.В.Горбачева, О.Т.Грудзевич, А.В.Игнатюк,
Г.Н.Мантуров, В.И.Пляскин

(ФЭИ, Обнинский филиал МИФИ)

Анализируются уточнения оценок средних сечений захвата нейтронов изотопами $^{99}_{Tc}$, $^{101,102}_{Ru}$, $^{103}_{Rh}$, $^{105}_{Pd}$ и $^{109}_{Ag}$, которые можно сделать на основе экспериментальных данных, полученных в последние годы. Для продуктов деления, не имеющих прямой экспериментальной информации, оценка сечений получена на основе систематики радиационных силовых функций и изотопических зависимостей наблюдаемых сечений захвата.

The neutron capture cross sections for $^{99}_{Tc}$, $^{101,102}_{Ru}$, $^{103}_{Rh}$, $^{105}_{Pd}$ and $^{109}_{Ag}$ are re-evaluated using experimental results obtained in recent years. For the fission products don't having direct experimental data revised evaluations are carried out on the bases of the systematics of the radiative strength functions and the isotopical dependence of the capture cross sections.

В настоящее время является весьма актуальной выработка надежных оцененных данных для продуктов деления, определяющих отравление активной зоны быстрого реактора и активность отработанного топлива. Наибольший практический интерес при этом представляет оценка сечений радиационного захвата нейтронов в диапазоне энергий от 1 до 10^3 кэВ. Имеется достаточно много оценок сечений захвата, наиболее полными из которых являются библиотеки файлов JENDL-1 [1], ENDF/B-IV и ее пересмотренная версия ENDF/B-V [2] (для основных продуктов деления в работе [1] представлено сравнение оценки JENDL-1 с оценками других лабораторий). Между различными оценками сечений захвата для многих изотопов имеются значительные расхождения, проявляющиеся особенно отчетливо в свете новых экспериментальных данных, полученных после выработки оценок. Для нечетных изотопов самария, неодима и европия соот-

ветствующая переоценка сечений захвата рассматривалась в работах [3,4] и изотопы молибдена обсуждались в [5]. В настоящей работе проводится анализ оценок и данных для остальных представителей списка важнейших продуктов деления [1,2].

Обсуждаемые продукты деления можно разделить на три группы:

- 1) Изотопы ^{99}Tc , ^{101}I , ^{102}I , ^{104}Ru , ^{103}Rh , ^{105}Pd , ^{109}Ag и ^{133}Cs , для которых имеются прямые экспериментальные данные о средних сечениях захвата нейтронов.
- 2) Изотопы ^{107}Pd , ^{129}I , ^{131}Xe и ^{147}Pm , для которых нет данных о сечениях захвата быстрых нейтронов, но имеется экспериментальная информация о средних резонансных параметрах.
- 3) Изотопы ^{93}Zr , ^{99}Mo , ^{106}Ru , ^{135}Cs и ^{144}Ce , для которых нет данных о средних сечениях захвата нейтронов и о средних резонансных параметрах.

1. Изотопы первой группы

Для перечисленных выше изотопов в течение последних пяти лет появилось значительное количество новых данных [6 - 17], которые характеризуются возросшим уровнем экспериментальной техники, более корректными методами учета эффектов, сопутствующих захвату нейтронов, и надежностью абсолютизации сечений. Все измерения выполнены методом времени пролета на линейных или электростатических ускорителях. В качестве γ -детекторов использовались безводородные жидкие сцинтилляторы большого объема. Относительная эффективность γ -детектора и монитора потока нейтронов в большинстве измерений определялась методом насыщенного резонанса (либо по низколежащим уровням исследуемого изотопа, либо по резонансу 4,9 эВ золота). В табл. I приведены характеристики этих экспериментов. Погрешности сечений $5 + 10\%$, полученные в измерениях на линейных ускорителях, обусловлены главным образом погрешностями в определении фона быстрых нейтронов. Разные методы учета этого фона являются причиной систематических расхождений в сечениях, которые составляют от 10 до 30 % [11, 12]. Более того, отдельные способы учета фона выше 100 кэВ способствуют увеличению сечений на величину от 20 до 35 % [6, 7, 11, 13].

В оценку были также включены данные работ [18-33], опубликованные до 1978 г. Обнаруженные разногласия в этих данных, как выяснилось, обуславливались чаще всего выбором несогласованных стандартных и нормировочных сечений и реже - погрешностями в самих экспериментах. Была выполнена переоценка сечений ^{103}Rh [19-23], ^{109}Ag [23, 24] и ^{133}Cs [25] в соответствии со стандартными сечениями, взятыми из ENDF/B-4. В сравнительном анализе использовались только перенормированные данные.

Таблица I

Основные характеристики новых экспериментов для продуктов деления

изотоп	ΔE, кэВ	источник нейтронов	детектор γ-лучей	монитор потока	стандарт	примечания	литера-тура
⁹⁹ Tc	2,65-2000	ORELA	C ₆ F ₆ , БЖСД	⁶ Li(p,α)	MHP 197Au	абс.измер.	Г 6 I
¹⁰¹ Ru	2,6 - 600	ORELA	C ₆ F ₆ , БЖСД	⁶ Li(p,α)	MHP 197Au	0,96х Б _{пч} ;	согласно Г7;
¹⁰² Ru		ORELA	C ₆ F ₆ , БЖСД	до 70 кэВ		абс.измер.	
¹⁰⁴ Ru		ORELA	235U (n,f)	выше 70 кэВ			
¹⁰³ Ru	2,6 - 600	ORELA	C ₆ F ₆ , БЖСД	⁶ Li(p,α)	MHP 197Au	0,96 х Б _{пч} ;	согласно Г7;
			235U (n,f)	выше 70 кэВ		абс.измер.	
10 - 70		Ван де Грааф Моксон-Рэя			197Au(n,γ)	абс.измер.	Г 7 J
500 -3000		Ван де Граафа NaI	длинный счетчик			отн.измер.	Г 8 J
500 -4000		Ван де Граафа БЖСД	серый детектор		197Au(n,γ)	абс.измер.	Г 9 I
¹⁰⁵ Rd	2,6 - 750	ORELA	C ₆ F ₆ , БЖСД	⁶ Li(p,α)		отн.измер.	Г 10 J
	I - 300	LiNaS(Geel)	C ₆ F ₆ , БЖСД	¹⁰ B(p,αγ)	MHP по уровню	абс.измер.	Г 11 J
3 - 200		ORELA	C ₆ F ₆ , БЖСД	⁶ Li(p,α)	55,2 эВ	абс.измер.	Г 12 J
					MHP 197Au	I, II х Б _{пч} ;	Г 13 J
						согласно Г7;	
¹⁰⁹ Ag	3 -2000	ORELA	C ₆ F ₆ , БЖСД	⁶ Li(p,α)	MHP 197Au	абс.измер.	Г 14 J
¹³³ Cs	2,7 - 600	ORELA	C ₆ F ₆ , БЖСД	до 100 кэВ		абс.измер.	Г 15 J
		ORELA	C ₆ F ₆ , БЖСД	выше 70 кэВ			
		ORELA	C ₆ F ₆ , БЖСД	до 100 кэВ	MHP 197Au	абс.измер.	
		LiNaS(Kyoto)	C ₆ F ₆ , БЖСД	выше 70 кэВ			
	3,2 - 270				Б _{пч} (24кэВ) = 630мб	отн.измер.	Г 16, Г 17

Обозначения: MHP - метод насыщенного резонанса;

БЖСД - большой жидкий сцинтилляционный детектор γ-лучей.

Следует отметить, что для некоторых изотопов, из анализа современных экспериментальных данных, во всем диапазоне энергий от 1 до 1000 кэВ можно рекомендовать использование той или иной библиотеки оцененных данных - JENDL-1 или ENDF/B-V. Такая информация дана ниже и мы ее более обсуждать не будем. Отметим только, что в этих случаях расхождения экспериментальных данных с оцененными не превышают 10%. Для остальных изотопов этой группы сечения были пересмотрены с учетом новых экспериментальных данных. Для анализа энергетических изменений средних сечений захвата привлекались соотношения Хаузера-Фешбаха-Молдауэра. Входящие в такие соотношения нейтронные и радиационные силовые функции определялись из условий оптимального описания принятой совокупности данных [3].

Перейдем к обсуждению данных по отдельным изотопам.

^{99}Tc : Экспериментальные данные охватывают область энергий нейтронов от 0,5 до 2000 кэВ [6, 18, 26, 27]. В интервале энергий от 3 до 80 кэВ данные Маклина [6], Чоу [18] и Литла [26] согласуются между собой в пределах 5+10%. Выше 80 кэВ кроме Маклина [6] других данных нет. Оценка ENDF/B-V ниже 80 кэВ следует данным Литла [27], которые на 20-25% выше приведенных им же в работе [26]. Выше примерно 500 кэВ ENDF/B-V идет значительно ниже данных Маклина [6]. Оценка JENDL-1 ниже 100 кэВ идет по самым низким в этой области экспериментальным данным Чоу [18], а в интервале 400-1000 кэВ лежит выше всех имеющихся экспериментальных данных. Оценка ENDF/B-IV во всей области энергий находится ниже JENDL-1. Наша расчетная кривая сечения захвата выше 100 кэВ проходит по данным Маклина [6], а до 100 кэВ - между оценками JENDL-1 и ENDF/B-V.

Для изотопов $^{101,102,104}\text{Ru}$ имеются всего две публикации: Хокенбури [28] (область энергий 6,5-30 кэВ и 49-71,2 кэВ) и Маклина [7] (область энергий 3-700 кэВ), данные которых расходятся на 10-40%. Учитывая отсутствие в [28] информации об источниках погрешностей, вводимых поправках и абсолютизации сечений, для оценки сечений использовались только данные работ [7].

^{101}Ru : Оценка ENDF/B-V согласуется с данными Маклина [7] в пределах 5+10%, однако, в области 4+400 кэВ систематически выше их. Оценки JENDL-1 и ENDF/B-V в области 20-400 кэВ близки (расхождения не превышают 5%). Оценка ENDF/B-IV проходит ниже JENDL-1 и ENDF/B-V на 15% и более. Рекомендуемая нами кривая сечений проходит по экспериментальным данным Маклина [7].

^{102}Ru : В области энергий 5 - 700 кэВ оцененные сечения из ENDF/B-V согласуются в среднем в пределах 5% с экспериментальными данными [7]. Ниже 5 кэВ наблюдается резкое снижение в оцененном се-

чении, которое при энергии 2 кэВ по отношению к данным Шумана [29] достигает $\approx 30\%$ и не сшивается с резонансной областью. В связи с этим ниже 5 кэВ сечение пересмотрено, а выше - принята оценка ENDF/B-V.

¹⁰⁴Ru : Рекомендуется оценка JENDL-1, которая лучше согласуется с данными Маклина [7] (расхождения не превышают в среднем 3-5%).

¹⁰³Rh : В результате перенормировок в экспериментальных данных [19-23] произошли следующие изменения: сечения захвата работы Фрике [19] ниже 80 кэВ уменьшились в среднем на 10%, данные Кокса [21] уменьшились на 7-18%, сечения захвата Дивена [22] понизились от 1 до 9%, Вестона [23] - от 14 до 18%. Выше 60 кэВ данные работ [7-10, 19, 21-23, 30, 33] согласуются в пределах 3-10%. Ниже 60 кэВ образуют две группы данных, из которых сечения захвата первой группы [7, 33] превышают сечения второй группы [8, 19, 23, 30, 31] на 10-25% (внутри каждой из групп согласие составляет 5-10%). В этой области энергий оценка ENDF/B-V хорошо описывает данные первой группы, а JENDL-1 - второй. Выше 40 кэВ оценки JENDL-1 и ENDF/B-V согласуются между собой, а также с имеющимися экспериментальными данными в пределах 5-7%. Оценка ENDF/B-IV лежит систематически ниже на 7-10%. В области энергий от 40 до 1000 кэВ принята оценка ENDF/B-V. Ниже 40 кэВ у нас не было достаточно веских оснований отдать предпочтение какой-либо из двух групп экспериментальных данных. Поэтому кривая сечения захвата проведена между ними.

¹⁰⁵Pd : Наблюдается согласие имеющихся экспериментальных данных [11, 13, 33] в среднем в пределах 5-8%. При этом можно отметить систематическое занижение результатов Масгроува [13] по отношению к данным Маклина [11] на 7-12%. Это расхождение убирается, если в данные [13] ввести поправку (11,3%), обоснованную Маклином [11]. Данные Маклина [11] и Корнелиса [12] согласуются в среднем в пределах 5%. Оценка JENDL-1 систематически ниже всех данных на 7-20%. Оценка ENDF/B-V ниже 40 кэВ и выше 300 кэВ согласуется с экспериментом в среднем в пределах 5%, однако, в интервале 40-300 кэВ ниже данных Маклина [11] и Корнелиса [12] на 10-20%. Оценка ENDF/B-IV проходит систематически выше ENDF/B-V на 10% и более. Наша кривая сечения основана на оптимальном описании всех имеющихся экспериментальных данных.

¹⁰⁹Ag : Выполнена перенормировка данных, в результате которой сечения захвата работы Кононова и др. [24] в интервале энергий 30-170 кэВ возросли на величину от 10 до 34%, а сечения захвата Вестона [23] уменьшились на 30%. Перенормированные к новым стандартам данные работ [23, 24] в пределах 5-15% согласуются с результатами Маклина [14]. Оценка JENDL-1 идет выше рассмотренных данных [14, 23, 24, 32], ENDF/B-IV проходит по перенормированным данным

Кононова и др. [24] и лежит ниже данных Маклина [14] (расхождение между оценками JENDL-1 и ENDF/B-IV в области 100 кэВ, например, составляет более, чем 2 раза). Оценка ENDF/B-V лежит между ними, но выше данных Маклина [14]. Рекомендуемая кривая сечения захвата основана на данных Маклина [14].

^{133}Cs : В результате перенормировки данные работы Компе [25] уменьшились на 3-10% в интервале энергий 10-150 кэВ. Имеющиеся экспериментальные сечения захвата [15-17, 25, 29, 31] согласуются между собой в пределах 5-9%. Оценка JENDL-1 хорошо подтверждается этими данными (расхождения не превышают 5-10%), а оценки ENDF/B-IV и ENDF/B-V лежат систематически выше. Предпочтение отдано оценке JENDL-1.

Для рассмотренных выше изотопов совокупность экспериментальных данных совместно с рекомендуемыми нами оцененными кривыми представлена на рис. I.

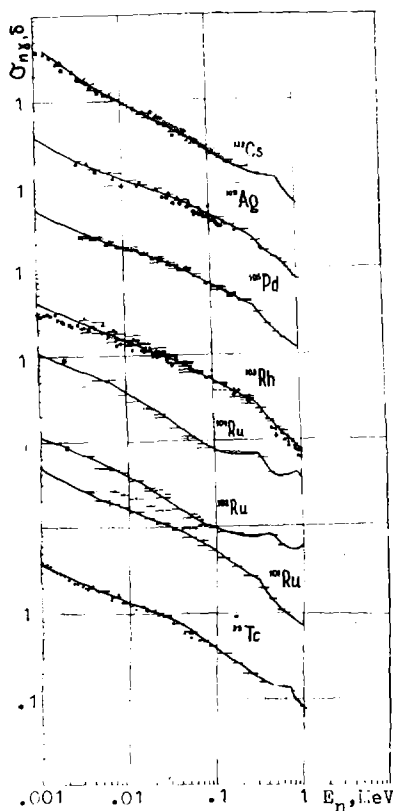


Рис. I. Рекомендуемые кривые оцененных сечений для первой группы продуктов деления

2. Изотопы второй и третьей групп

Для перечисленных во введении второй и третьей групп нет прямых экспериментальных данных о средних сечениях радиационного захвата нейтронов, и оценку сечений можно реализовать лишь на основе теоретических расчетов. При энергиях нейтронов до ~ 50 кэВ доминирующий вклад в сечение захвата вносят s - и p -нейтроны. Так как нейтронные ширины, соответствующие каналам упругого рассеяния, в этой области значительно превышают радиационные, а каналы неупругого рассеяния еще закрыты, то соотношения Хаузера-Фешбаха-Молдаузера можно преобразовать к простой приближенной формуле

$$\sigma_{n,s}(E_n) = \frac{2\pi^2 \lambda_n^2 \Gamma_n}{(2I_0 + 1) D_n} \bar{p},$$

где λ_n - длина волны нейтрона; I_0 - спин ядра-мишени; Γ_γ - среднее значение радиационной ширины; D_0 - среднее расстояние между нейтронными резонансами и F - поправка на флуктуации ширин. Из формулы видно, что величина сечений захвата определяется прежде всего радиационной силовой функцией или отношением $\Gamma_\gamma / (2I_0 + 1) D_0$, тогда как энергетическая зависимость сечений в первом приближении обусловлена изменениями длины волны налетающего нейтрона.

Средние резонансные параметры
изотопов второй группы

Таблица 2

Ядро	Оценка	D_0 , эВ	Γ_γ , мэВ	S_γ , 10^{-4}
^{107}Pd $I_0 = 5/2$	ENDF/B-IV	10,3	140	136
	JENDL-1	10,0	140	140
	Mughabghab [34] Bonifazzi [35]	15 ± 3 11,3	125 ± 13 125	110
^{129}I $I_0 = 7/2$	ENDF/B-IV	27,4	117	42,7
	JENDL-1	21,0	100	47,6
	Mughabghab [34]	40 ± 9	(81)*	
^{131}Xe $I_0 = 3/2$	Fort [36]	30 ± 7		
	ENDF/B-IV	58,5	117	20
	JENDL-1	33,2	114	34,3
	Mughabghab [34]	70 ± 20	120 ± 20	
	Fröhner [37] Ribon [38]	48 ± 4 58	113	23,1
^{147}Pm $I_0 = 7/2$	ENDF/B-IV	6,6	68	103
	JENDL-1	4,7	66	140
	Абагян [39]	3,7	69	
	For.: [36]	$5,0 \pm 0,8$		
	Frohner [37]	$5,8 \pm 0,5$		

* Радиационная ширина получена только для отрицательного резонанса [34].

Для количественного описания сечений захвата, естественно, всегда лучше использовать строгие соотношения статистической теории ядерных реакций. Важно, однако, иметь в виду, что и в этом случае результаты расчетов будут в значительной мере определяться принятыми значениями радиационных силовых функций.

В табл.2 приведены средние значения резонансных параметров, использовавшиеся в оценках ENDF/B-IV, JENDL-1 и рекомендуемые в более поздних анализах нейтронных резонансов [34-39]. Основные разногласия результатов анализа радиационных силовых функций, как правило, связаны с величиной D_0 . Развитие новых методов определения

D_0 , в которых наряду с прямой экспериментальной информацией о числе наблюдаемых резонансов привлекаются также вероятностные оценки пропуска резонансов, позволяет считать результаты работ [35 - 38] более надежными. Поэтому для расчетов сечений захвата нейтронов ядром ^{107}Pa мы использовали резонансные параметры Бонифаци и др. [35], для ^{131}Xe - параметры Рибона [38] и для ^{147}Pm значение $D_0 = 5,0$ эВ [36] и $\Gamma_\gamma = 69$ мэВ [39]. Результаты наших расчетов приведены на рис.2а совместно с оценками ENDF/B-V и JENDL-1. Так как для ядра ^{129}I погрешности определения D_0 достаточно велики [34, 36], а данные о Γ_γ - малонадежны [34], то сочли целесообразным рассматривать данный изотоп совместно с продуктами деления, отнесенными к третьей группе.

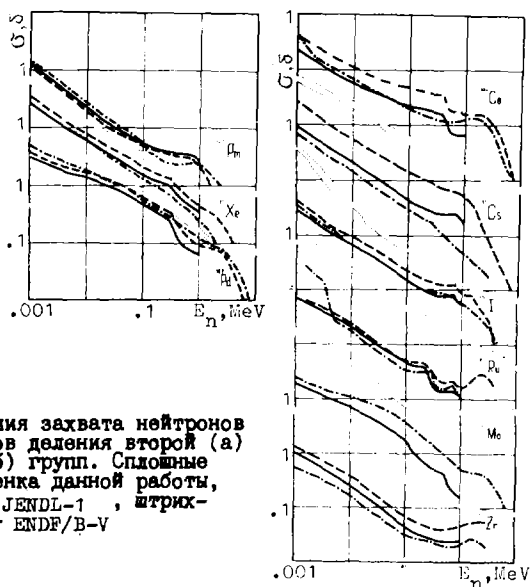


Рис.2. Сечения захвата нейтронов для продуктов деления второй (а) и третьей (б) групп. Сплошные кривые - оценка данной работы, штриховые - JENDL-1, штрихпунктирные - ENDF/B-V

При отсутствии экспериментальных данных о сечениях захвата и радиационных силовых функциях единственным методом оценки является теоретическая или эмпирическая систематика совокупности данных по близлежащим ядрам. На рис.3 представлена зависимость наблюдаемых средних сечений захвата нейтронов с энергией 30 кэВ и резонансных значений отношения $\Gamma_b / (2I_0 + 1)D_0$ от числа нейтро-

нов в ядре-мишени. Обращает на себя внимание значительное подобие изотопических зависимостей сечений захвата и величины $\Gamma_0/(2I_0+1)D_0$, подтверждающее справедливость простой аппроксимационной формулы.

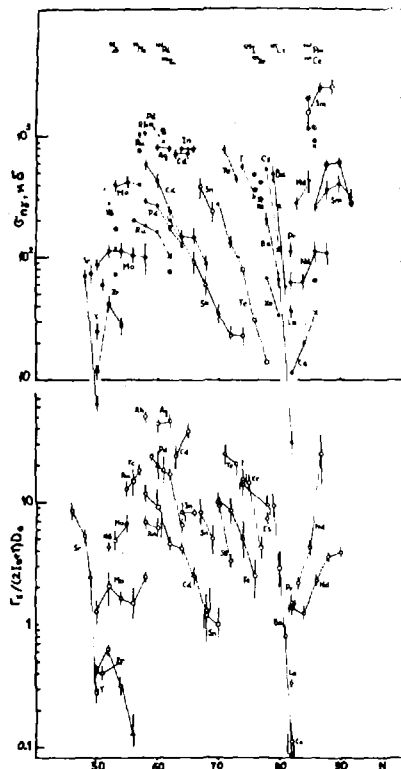


Рис.3. Систематика изотопических зависимостей сечений радиационного захвата нейтронов с энергией 30 кэВ (а) и резонансных значений $\Gamma_0/(2I_0+1)D_0$ (б). Для продуктов деления, не имеющих экспериментальных данных, показаны результаты оценок: \circ - JENDL-1, \bullet - ENDF/B-V, \times - настоящая работа

Наряду с этим можно заметить также определенное подобие изотопических зависимостей для близлежащих элементов с одинаковой четностью числа нуклонов. Мы решили, что именно это подобие может служить наиболее оправданным критерием оценки сечений захвата для изотопов третьей группы.

Результаты такой эмпирической оценки сечений захвата представлены в табл.3. Полученные сечения также приведены на рис.3 совместно с результатами оценок ENDF/B-V и JENDL-1. При сопоставлении различных оценок с наблюдаемыми изотопическими зависимостями сечений захвата создается впечатление, что для большинства изотопов

второй и третьей групп оценка JENDL-1 соответствует скорее верхней границе возможных значений сечений захвата, тогда как ENDF/B-V не всегда оправданно занижает их.

Мы использовали приведенные в табл.3 сечения захвата для нормировки теоретических расчетов соответствующих сечений. Полученные таким способом сечения захвата нейтронов в области энергий от 1 до 1000 кэВ показаны на рис.2б. Можно видеть, что отличия нашей оценки от оценок ENDF/B-V и JENDL-1 во всем диапазоне энергий обусловлены в основном разногласиями в оценках сечений захвата нейтронов с энергией 30 кэВ.

Сечения захвата нейтронов с энергией
30 кэВ для изотопов третьей группы

Таблица 3

Ядро	$\sigma_{n,\gamma}$, мб	Используемые сечения соседних ядер
^{93}Zr	120	^{91}Zr ^{92}Zr ^{90}Zr
^{99}Mo	400	^{97}Mo (^{98}Mo / ^{96}Mo + ^{100}Mo / ^{98}Mo) / 2
^{106}Ru	110	^{104}Ru ^{108}Pd / ^{106}Pd
^{129}I	320	^{127}I ^{125}Te / ^{123}Te
^{135}Cs	118	^{133}Ce (^{136}Ba / ^{134}Ba + ^{135}Ba / ^{137}Ba) / 2
^{144}Ce	36	^{142}Ce ^{146}Nd / ^{144}Nd

При отсутствии экспериментальных данных трудно дать сколь-либо обоснованное определение погрешности оценки сечений. Если исходить из разброса результатов оценок, то систематическая погрешность сечений захвата соответствует примерно 30% для продуктов деления второй группы и не менее 50% для изотопов третьей группы. Эти погрешности существенно превосходят требуемую точность 10+15% оценки сечений захвата продуктами деления ядер [40]. Поэтому вопрос экспериментальной проверки имеющихся оценок сечений захвата для изотопов второй и третьей групп остается весьма актуальным.

3. Сравнение оценок с интегральными данными

Для некоторых нуклидов имеются результаты измерений средних сечений на спектре реактора $^{\text{CFRMP}}$ [41]. В табл.4 представлено сравнение экспериментальных результатов с данными различных оценок.

Сечения захвата нейтронов, усредненные по спектру быстрого реактора $^{\text{CFRMP}}$

Таблица 4

Ядро	Эксперимент		Оценки сечений, σ		Настоящая работа	
	$\langle \sigma \rangle$, б	Δ , %	ENDF/B-IV	JENDL-1	$\langle \sigma \rangle$, б	с/е
^{99}Tc	0,267	15	0,278	0,333	0,348	1,31
^{102}Ru	0,0889	6,6	0,125	0,141	0,102	1,15
^{103}Rh	0,376	24	0,421	0,391	0,405	1,08
^{104}Ru	0,0826	6,3	0,0877	0,100	0,100*	1,21
^{109}Ag	0,507	9,7	0,306	0,544	0,408	0,80
^{129}I	0,184	6,6	0,233	0,276	0,208	1,14
^{133}Cs	0,276	6,6	0,302	0,292	0,292*	1,06
^{141}Pr	0,073	15	0,102	0,0823	0,0848	1,16
^{147}Pm	0,641	13	0,777	0,743	0,743*	1,16
^{151}Eu	2,39	5,8	2,28	2,12	2,80**	1,17
^{153}Eu	1,45	7,0	1,42	1,41	1,70**	1,17

* Принята оценка JENDL-1.

** Использована оценка работы [4].

Как видно, данные настоящей оценки в целом лучше согласуются с экспериментом, чем данные оценки ENDF/B-IV и JENDL-1. Экспериментальные погрешности составляют 7-15%, расчетные - порядка 10-15%, следовательно, имеющиеся расхождения находятся в пределах погрешностей расчетных и экспериментальных величин. Одной из причин наблюдаемых расхождений является резонансная самоэкранировка сечений в образце, поправки на которую не вводились ни в эксперименте, ни в расчете.

Следует отметить сравнительно большое расхождение оценки с интегральным экспериментом в случае ^{99}Tc . Так как рекомендуемая оцененная кривая для ^{99}Tc проходит по данным Маклина [6], то имеющиеся расхождения фактически указывают на разногласия дифференциальных и интегральных экспериментов. Аналогичное расхождение противоположного знака наблюдается также для ^{109}Ag . Так как в данном случае рассчитанное усредненное сечение захвата оказывается ниже экспериментального ($C/E = 0,80$), то после введения поправок на резонансную самоэкранировку это расхождение еще увеличится.

Заключение

Основные результаты данной работы можно резюмировать следующим образом:

1. Проведена переоценка сечений захвата важнейших продуктов деления в области энергий от 1 до 1000 кэВ с учетом последних экспериментальных данных и результатов более ранних измерений, часть которых была перенормирована к современным стандартам. Рассмотрение всей совокупности данных, согласующихся в пределах 5+10%, обеспечивает выполненным оценкам большую достоверность.
2. Проведенный анализ экспериментальных данных и теоретическое описание сечений с использованием метода максимального правдоподобия показывают, что современная точность оценки сечений захвата продуктов деления первой группы в области энергий нейтронов от 1 до 1000 кэВ составляет 10-15%. Такие точности удовлетворяют требованиям к оценке продуктов деления [40], что позволяет рекомендовать полученные результаты для включения в файлы оцененных сечений соответствующих ядер.
3. Сравнение оценок с интегральными данными показывает необходимость согласования дифференциальных и интегральных измерений сечений для изотопов ^{99}Tc и ^{109}Ag .

4. Для продуктов деления второй и третьей групп, не имеющих прямой экспериментальной информации о средних сечениях захвата быстрых нейтронов, трудно определить погрешности рекомендуемых сечений. Необходимо изыскать возможности экспериментальной проверки оценок сечений. Этот вопрос особенно актуален для изотопов ^{107}Pd , ^{131}Xe и ^{135}Cs , относящихся к первой половине списка важнейших продуктов деления.

Список литературы

1. Kikuchi Y. et al. JAERI-1268, 1981.
2. Schenter R.E., T.R.England.Proc.Meet. on Neutron Cross Sections of Fission Product Nuclei, Bologna, 1979, p.253.
3. Беланова Т.С. и др. Proc.XII Intern.Symp. on Neutron Physics. ZfK-491. Dresden, 1982, p.191.
4. Долов Б.Д. и др. Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Ядерные константы. 1983, вып. I (50), с.25.
5. Грудзевич О.Т. и др. Proc. XII Intern.Symp. on Neutron Physics. ZfK-491. Dresden, 1982, p.194.
6. Macklin R.L. Nucl.Sci.Engng, 1982, v.81, p.520.
7. Macklin R.L. et al. Nucl.Sci.Engng, 1980, v.73, p.174.
8. Reffo G. et al. Nucl.Sci.Engng, 1982, v.80, p.630.
9. Joli S. et al. Nucl.Sci.Engng, 1979, v.70, p.53.
10. Poenitz W.P. et al. Proc.Meet. on Neutron Cross Sections of Fission Product Nuclei. Bologna, 1979, p.85.
11. Macklin R.L. et al. Nucl.Sci.Engng, 1981, v.78, p.110.
12. Cornelis E. et al. Proc.Conf. on Neutron Physics. Antwerpen, 1982, p.222.
13. Musgrove A.R. et al. Proc.Conf. on Neutron Physics. Harwell, 1978, p.449.
14. Macklin R.L. Nucl.Sci.Engng, 1982, v.82, p.400.
15. Macklin R.L. Nucl.Sci.Engng, 1982, v.81, p.418.
16. Yamamuro N. et al. Proc.Meet. on Neutron Cross Sections of Fission Prod.Nucl. Bologna, 1979, p.19.
17. Fijita Y. Ibid, p.23.
18. Chou C. et al. J.Nucl.Engng, 1973, v.27, p.811.
19. Fricke M.P. et al. Nuclear Data for Reactors. Vienna, 1970, v.2, p.265.
20. Moxon M.C. et al. Nucl.Instr.Metd., 1963, v.24, p.445.
21. Cox S.A. Phys.Rev., 1964, v.B-133, p.378.
22. Diven B.C. Phys.Rev., 1960, v.120, p.556.
23. Weston L.W. et al. Ann.Phys., 1960, v.10, p.477.
24. Кононов В.Н. и др. Атомная энергия, 1965, т.19, с.457.
25. Kompe D. Nucl.Phys., 1969, v.A 133, p.513.
26. Little R.C. et al. Trans.Amer.Nucl.Soc., 1977, v.26, p.574.
27. Little R.C. et al. EXFOR-10671.002, 1977.
28. Hockenbury R.W. et al. Prog.Rep.ERDA-NDC, 1976, N3, p.255; EXFOR-10552.002-004, 1978.
29. Schuman R.P. Prog.Rep. WASH-1127, 1969, p.72.
30. Rigoleur C. et al. Proc.Conf. on Neutron Cross Sections and Technology. Washington, 1975, p.953.
31. Попов Д.П. и др. ЭТЯ, 1962, т.15, с.683.
32. Linenberg G.A. et al. Rep. LA-167, 1964; EXFOR 11945.004, 1976.
33. Hockenbury R.W. et al. Proc.Conf. on Neutron Cross Sections and Technology. Washington, 1975, p.905.
34. Mughabghab S.F., Divadeenam M., Holden N.E. Neutron Cross Sections. Academic Press, 1981, v.1.

35. Bonifazzi C., Menapace E., Vaccari M. ENEA-RT/FIMA (82)Y, Bologna, 1982.
36. Fort E., Derrien H., Lafond D. Proc.Meet. on Neutron Cross Sections of Fission Product Nuclei. Bologna, 1979, p.121.
37. Frohner F.H. Ibid., p.145.
38. Ribon P. Doctoral Thesis. Saclay, 1980.
39. Захарова С.М. и др. Аналитический обзор. ОБ-120, Обнинск, ФЭИ, 1981.
40. Status of the Capture Cross Sections for the Most Import Fission Product Nuclei. Proc.Meet. on Neutron Cross Sections of Fission Product Nuclei. Bologna, 1979, p.403.
41. Harker Y.D., Anderl R.A. Ibid., p.5.

МНОГОГРУППОВЫЕ СЕЧЕНИЯ ПОГЛОЩЕНИЯ ПРОДУКТОВ ДЕЛЕНИЯ ИЗОТОПОВ ПРОМЕТИЯ И САМАРИЯ

Д.П.Абагян, С.М.Захарова

(ИАЭ им. И.В.Курчатова, ФЭИ)

Получены 80-, 21- и 26-групповые константы, включенные в библиотеку сечений захвата продуктов деления для расчета реакторов. Для этого были оценены сечения захвата изотопов Pm (147, 148 m, 148 g, 149, 151) и четных изотопов Sm (144, 148, 150, 152, 154, 156) в области энергий от 10^{-5} эВ до 15 МэВ. Оценка основывалась на экспериментальных данных, опубликованных до середины 1983 г. и выполненных ранее оценок других авторов.

The capture cross sections of isotopes Pm (147, 148m, 148g, 149, 151), Sm (144, 148, 150, 152, 154, 156) have been evaluated in the energy range from 10^{-5} eV to 15 MeV for preparing of 80-, 21- and 26-group cross sections and involving them into the fission product capture cross section library for reactor calculating. The evaluation is based on the experimental data on neutron cross sections of these isotopes, reported until the middle of 1983 year, and available evaluations of other authors.

Проведена оценка сечений поглощения изотопов прометия и четных изотопов самария в области энергий от 10^{-5} эВ до 15 МэВ с целью получения 80-, 21- и 26-групповых констант и включения их в библиотеку многогрупповых сечений поглощения продуктов деления для расчета реакторов широкого класса (см [1]). Структура и методики построения и усреднения групповых сечений те же, что и в работах [2-4]. Оценка основывалась на анализе экспериментальной информации по нейтронным сечениям, опубликованной до середины 1983 г., и результатов оценок, выполненных другими авторами.

В области разрешенных резонансов, где, если позволяли имеющиеся экспериментальные данные, оценивался полный набор сечений σ_t , σ_s , σ_e , сечения рассчитывались по многоуровневой формуле Брай-

та-Вигнера с использованием программы "CROS" [5]. Предварительно проводился анализ имеющихся экспериментальных значений резонансных параметров и выбирались наиболее достоверные значения. Правильность сделанного выбора проверялась путем сравнения рассчитанных и экспериментальных значений σ_c и σ_t при энергии 0,0253 эВ, резонансных интегралов поглощения $R I_c$, а также имеющихся кривых $\sigma_c(E)$ и $\sigma_t(E)$. Наиболее достоверные экспериментальные значения этих величин также оценивались предварительно.

В области неразрешенных резонансов детальный ход $\sigma_c(E)$ строился на основании анализа экспериментальных данных по непосредственному измерению σ_c ; оценок σ_c , выполненных другими авторами, и довольно грубых оценок σ_c , выполненных в области энергий 0,1 + 10 КэВ по статистической теории с использованием средних резонансных параметров, полученных из анализа параметров в области разрешенных резонансов. Проницаемости ядерной поверхности оценивались по модели "черного ядра". Учитывался вклад S - и P -нейтронов.

Результаты данной оценки использованы при формировании нескольких библиотек, записанных на магнитных лентах ЭВМ:

1. Библиотека файлов оцененных данных осколков деления. Содержит информацию о характеристиках распада, параметры разрешенных резонансов, средние резонансные параметры и энергетическую зависимость сечения поглощения в области энергий до 15 МэВ. Для записи данных использован формат $ENDF/B$ [6].

2. 26-, 21- и 80-групповые библиотеки констант для расчета реакторов на быстрых и промежуточных нейтронах. Приведены групповые сечения поглощения. Кроме того, в 26-групповой библиотеке даны факторы резонансной самоэкранировки сечения поглощения и доплеровские приращения до температуры 2100 К, в 21- и 80-групповых библиотеках - параметры выделенных резонансов. Для записи использован формат $TEMPR$ [7], по структуре близкий к $ENDF/B$, но учитывающий специфику групповых констант.

3. Библиотека КОРТ [8] ориентирована на использование при расчетах тепловых реакторов. Приведены основные характеристики ядер, тепловые сечения, резонансные интегралы поглощения и подробная энергетическая зависимость сечения поглощения при $E \leq 5$ эВ.

Подробное описание методики оценки, рекомендуемые кривые $\sigma_c(E)$, краткое обсуждение вопроса о точности оцененных сечений и необходимости проведения новых измерений для рассматриваемых изотопов, а также значения групповых сечений приводятся в работах

[9], [10], [11]. В докладе из-за ограниченности объема дана одна таблица, содержащая:

Ψ_c - кумулятивный выход при делении урана-235 тепловыми нейтронами, $T_{1/2}$ - период полураспада или ϵ - процентное содержание изотопа в естественной смеси, рекомендованные значения сечения поглощения при 30 КэВ и тепловой энергии, $R I_c$ - резонансные интегралы поглощения выше 0,5 эВ, а также S - волновые средние параметры (S_0 - силовая функция, $D_{набл.}$ - среднее наблюдаемое расстояние между резонансами и $\bar{\Gamma}_\gamma$ - средняя радиационная ширина).

Рекомендованные значения σ_c при 0,0253 эВ и 30 КэВ, резонансного интеграла RI_c выше 0,5 эВ и средних резонансных параметров

Изотоп	Выход $Y_c, \%$	$T_{1/2}$ ($\mathcal{E}, \%$)	σ_c в барнах		$RI_c, \text{барн}$	$S_c \cdot 10^{-4}$	$D_{\text{набл}} \text{эВ}$	$\Gamma_\gamma, \text{эВ}$
			0,053 эВ	30 КэВ				
$Pm-I47$	2,23	2,623л.	181±29 85±22(1) 96±19(2)	0,938	2150±760 1010±580(1) 1140±490(2)	3,0±0,4	3,7±0,2	0,069±0,005
$Pm-I48m$	4,88·10 ⁻⁸	41,3д.	10900±2500	1,45	3600±2400	~ 3,0	~ 3,8±1,3	~ 0,08
$Pm-I48g$	2,17·10 ⁻⁸	5,37д.	2060±1000	0,95	4500	~ 3,0	~ 7,5±2,5	~ 0,08
$Pm-I49$	1,075	53,1ч.	1400±300	2,4	1240	~ 3,0	~ 1,1±0,4	~ 0,07
$Pm-I51$	0,0416	28,4ч.	173	3,4	1830	~ 3,0	~ 0,3±0,1	~ 0,07
$Sm-I44$	-	1,03·10 ⁸ л. (3,1)	~ 4,4	~ 0,12	~ 18	~ 3,2	~ 610	~ 0,095
$Sm-I48$	6,84·10 ⁻⁸	8·10 ¹⁵ л. (11,3)	4,4±1,7	~ 0,26	19±9	~ 3,6	~ 75	~ 0,05
$Sm-I50$	3,04·10 ⁻⁵	(7,47)	108±6	0,46±0,14	338±30	3,9±1,9	49±10	0,087±0,016
$Sm-I52$	0,268	(26,6)	199±7	0,50±0,15	2920±200	2,7±1,1	46±7	0,067±0,015
$Sm-I54$	0,0736	(26,6)	5,0±1,0	0,27±0,06	35,5±10	2,2±0,6	111±12	0,079±0,013
$Sm-I56$	0,0131	9,4ч.	17,2	~ 0,24	332			

Примечание: (1) сечение реакции $^{147}Pm(n, \gamma)$ ^{148m}Pm ,
(2) сечение реакции $^{147}Pm(n, \gamma)$ ^{148g}Pm .

Список литературы

1. Багрецова Т.И., Захарова С.М. Аналитический обзор ОБ-99. Обнинск, ФЭИ, 1980.
2. Захарова С.М., Сивак Б.Н., Тошинский Г.И. В сб., Бюллетень информационного центра по ядерным данным. М.: Атомиздат, 1967, вып.3, Приложение I.
3. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Бондаренко И.И., Николаев М.Н. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1964.
4. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Николаев М.Н., Цибуля А.М. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. М.; Энергоиздат, 1981.
5. Тебин В.В., Пджевич М.С. В сб.: Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы. М.: ЦНИИАтоминформ, 1978, вып.2 (29), с.2-7.
6. Data Format and Procedures for the Evaluated Nuclear Data File, ENL-NCS-50497 (ENDF-102), 1976.
7. Осипов В.К., Чистякова В.А., Пджевич М.С. В сб.: Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика и техника ядерных реакторов. М.; ЦНИИАтоминформ, 1982, вып. 5(27), с.62-69.
8. Абагян Л.П., Пджевич М.С. В сб.: Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы, М.; ЦНИИАтоминформ, 1981, вып.1(40), с.39-41.
9. Захарова С.М., Абагян Л.П., Капустина В.Ф. Обзорная информация, ОБ-120, Обнинск, ФЭИ, 1981.
10. Захарова С.М., Абагян Л.П., Пджевич М.С. и др. Обзорная информация. ОБ-142, Обнинск, ФЭИ, 1981.
11. Захарова С.М., Абагян Л.П., Пджевич М.С. и др. Обзорная информация. ОБ-161, Обнинск, ФЭИ, 1982.

ЭФФЕКТИВНОЕ ОДНОГРУППОВОЕ СЕЧЕНИЕ РЕАКЦИИ (n, γ)
СМЕСИ ПРОДУКТОВ ДЕЛЕНИЯ УРАНА И ПЛУТОНИЯ

П.М.Рубцов, П.А.Руханский
(МКИ)

Приведены результаты расчетов сечения реакции (n, γ) продуктов деления изотопов урана и плутония тепловыми нейтронами и нейтронами спектра деления для большого диапазона значений времен облучения и выдержки и значений интегральной плотности потока нейтронов.

Calculated fission product (n, γ) -cross-section following uranium and plutonium thermal and fast fission is presented for different irradiation and cooling times and integral neutron density.

Способность смеси продуктов деления (ПД) поглощать нейтроны характеризуется средневзвешенным по концентрациям $n_i(t, t)$ сечением на 1 атом ПД (T - кампания, t - выдержка после облучения):

$$\bar{\sigma}(T, t) = \frac{\sum \sigma_i N_i(T, t)}{\sum N_i(T, t)}$$

На практике часто пользуются понятиями "сечение на пару осколков" или "сечение ПД на 1 деление". Очевидно, что эти величины могут быть получены удвоением $\bar{\sigma}(T, t)$, так как знаменатель выражения - число атомов смеси ПД - равен удвоенному числу делений топлива. В зависимости от того, какое сечение - одноклассовое или многоклассовое - входит в числитель выражения, получается соответствующее эффективное сечение смеси ПД.

Достоверность расчета $\bar{\sigma}(T, t)$ полностью обусловлена корректностью алгоритма расчета концентраций ПД $n_i(T, t)$ и качеством используемых входных данных. Эти два фактора подробно обсуждаются в [1-3], а в [3] представлена библиография работ, использованных при формировании библиотеки ядерных данных (всего в библиотеке на 650 ПД примерно 200 ядер обладают заметным сечением реакции (n, γ)).

Как показали расчеты (рис. 1), при длительности облучения $T \sim 10^8$ с (≈ 3 года) тепловыми нейтронами образуются ПД со средним сечением на эффективное ядро порядка $6 \cdot 100 \cdot 10^{-24}$ см², тогда как при облучении нейтронами спектра деления $6 \cdot 0,1 \cdot 10^{-24}$ см² из-за быст-

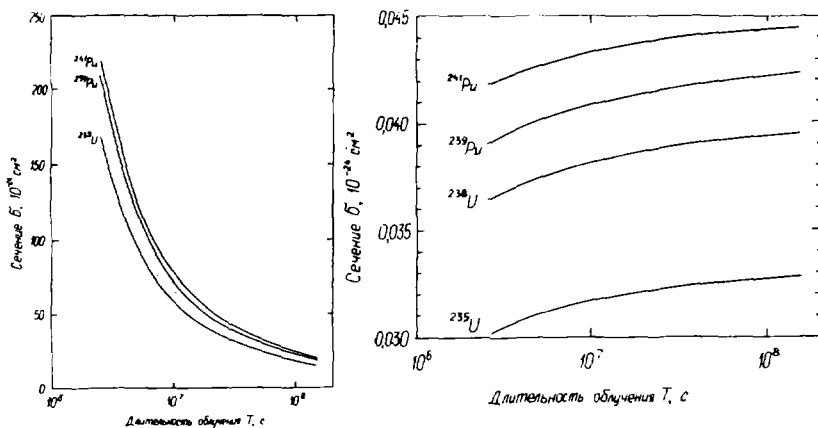


Рис. 1. Зависимость от времени облучения эффективного одногруппового сечения реакции (n, γ) продуктов деления урана и плутония тепловыми (а) и быстрыми (б) нейтронами

рой убыви сечения реакции (n, γ) отдельных ПД с ростом энергии нейтронов. Поэтому если в первом случае влияние учета реакции (n, γ) при вычислении концентраций ПД и их радиационных характеристик проявляется заметным образом при значениях интегральной плотности потока нейтронов $\Phi 10^{13}-10^{14}$ нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$, то во втором случае — лишь при $\Phi 10^{16}-10^{17}$ нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$.

Результаты исследования одногруппового сечения реакции (n, γ) смеси ПД при тепловом делении урана и плутония для широкого набора значений времен облучения и выдержки и интегральной плотности потока нейтронов представлены на рис.2.

Пики в области выдержки 10^5 с обусловлены заметным образованием ^{135}Xe (вследствие распада ^{135}I с $T_{1/2}=6,61$ ч), который, обладая аномально высоким сечением, из-за относительно малого периода полураспада ($T_{1/2}=9,083$ ч) с ростом выдержки уменьшает общее сечение смеси ПД для фиксированного значения времени облучения T . По мере увеличения длительности облучения накопление ^{135}Xe с учетом реакции (n, γ) достигает своего равновесного значения, в то время как концентрации других явлов с меньшими сечениями растут, что и приводит к уменьшению вклада ^{135}Xe в эффективное сечение смеси ПД и, следовательно, к уменьшению высоты пиков. Вслед за ^{135}Xe наступает

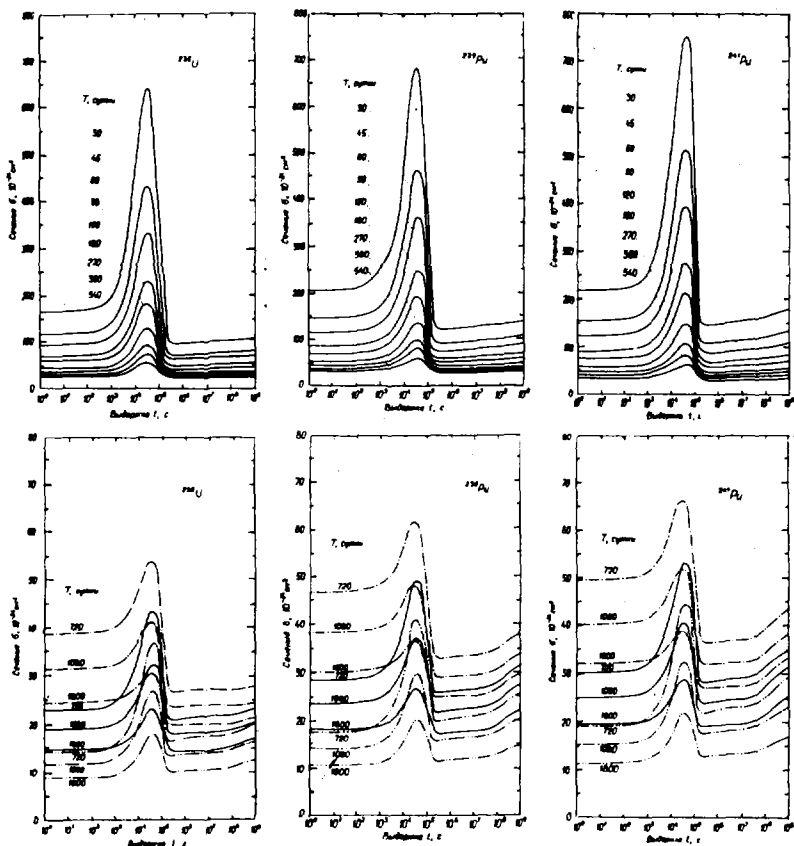


Рис. 2. Зависимость от времени выдержки эффективного однокрупного сечения реакции (n, γ) продуктов деления урана и плутония тепловыми нейтронами для различной плотности потока нейтронов ϕ , 10^{14} нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$: - - - - 0,3; — — — — 1,0; — — — — 3,0

радиоактивное равновесие и для других ПД: сначала с большими сечениями, а затем и с меньшими, вследствие чего среднее сечение всей смеси ПД на одно эффективное ядро уменьшается с ростом T . При этом увеличение плотности потока нейтронов ϕ , естественно, только ускоряет этот процесс.

Результаты исследования эффективного одногруппового сечения реакции (n, γ) смеси ЦД урана и плутония при делении их нейтронами спектра деления представлены на рис. 3. Отметим, что одногрупповые сечения отдельных ЦД получаются из первоначального 26-группового представления, а в качестве действующего спектра использовался

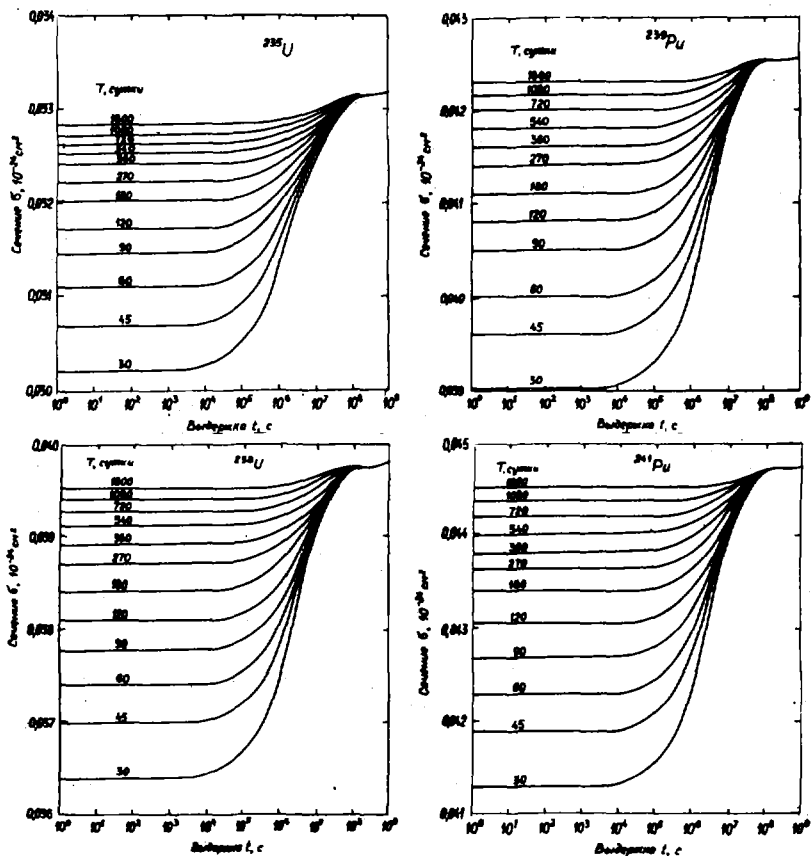


Рис. 3. Зависимость от времени задержки эффективного одногруппового сечения реакции (n, γ) продуктов деления урана и плутония нейтронами спектра деления при интегральной плотности потока нейтронов $\Phi = 10^{16}$ нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$.

спектр мгновенных нейтронов деления ^{235}U [4].

Как упоминалось выше, эффективное одногрупповое сечение ПД в этом случае на несколько порядков меньше по сравнению со случаем теплового деления, и поэтому процесс установления равновесных значений концентраций ПД с учетом реакции (n, γ) и, следовательно, поведение эффективного сечения смеси ПД от длительности облучения T и выдержки качественно отличается от результатов рис. 2.

В заключение отметим, что принципиальное отличие данной работы от аналогичных заключается по-существу в том, что в расчетах учтено более 200 ядер, обладающих сечением реакции (n, γ) , вместо обычно используемых 10-40 ядер, а также в более корректном алгоритме расчета концентраций ПД.

Список литературы

1. Колобашкин В.М., Рубцов П.М., Руманский П.А. и др. Расчет радиационных характеристик смеси продуктов деления и актинидов, образовавшихся в реакторах на тепловых и быстрых нейтронах. - Нейтронная физика, ч. 4, с. 117-121. М.:ИНИАтоминформ, 1977. Материалы 4-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 1977.
2. Колобашкин В.М., Рубцов П.М., Руманский П.А. и др. Константное обеспечение программы расчета радиационных характеристик смеси продуктов деления и актинидов, образовавшихся в реакторах на тепловых и быстрых нейтронах. - Там же, с. 127-131.
3. Колобашкин В.М., Рубцов П.М., Руманский П.А. и др. Радиационные характеристики облученного ядерного топлива. Справочник. - М.: Энергоатомиздат, 1983.
4. Старостов Б.И., Семенов А.Ф., Нефедов А.М. Анализ и оценка экспериментальных данных по спектрам мгновенных нейтронов деления. - Вопросы атомной науки и техники. Сер.:Ядерные константы, 1980, вып. 2(37), с. 3-43.

ПРОГНОЗИРУЕМЫЕ ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КОРОТКОЖИВУЩИХ НЕЙТРОННО-ИЗБЫТОЧНЫХ ЯДЕР

В.М.Колобашкин, В.Г.Алексанкин, Ю.С.Лютостанский,
П.М.Рубцов, П.А.Ружанский

(МИБИ)

Рассматривается вопрос повышения точности расчета радиационных характеристик облученного ядерного топлива за счет использования прогнозируемых на основе микроскопического подхода характеристик β -распада большой группы короткоживущих нейтронно-избыточных ядер в массовой области $70 < A < 170$. Обсуждаются результаты расчетов.

The way to increase the accuracy of calculation of the radiation characteristics of nuclear fuel by using the microscopic method to describe the β -decay characteristics for a large group ($70 < A < 170$) of the short-lived neutron-rich nuclei is presented. The results of calculation are discussed.

В последнее десятилетие активно исследуются ядра, удаленные от области β -стабильности. Повышенный интерес к непосредственному изучению свойств этих ядер дополняется настоятельной необходимостью использования в расчетах радиационных характеристик облученного топлива (β -спектра, энергосвечения, спектра антинейтрино и др.) более точных исходных данных, соответствующих большой группе корот-

короткоживущих (время жизни меньше минуты) нейтронно-избыточных ядер с неизвестными схемами распада, в целях удовлетворения возросших требований, предъявляемых к расчету радиационных характеристик [1-6]. При этом наряду с экспериментальным изучением этих ядер разрабатываются также и теоретические модели прогнозирования их свойств.

В настоящей работе для прогнозирования свойств короткоживущих нейтронно-избыточных ядер используется метод, основанный на теории конечных ферми-систем [7], в которой изобарические состояния находят из решения уравнения для эффективного поля [7-9]. Это уравнение решалось как в энергетическом представлении, так и с использованием квазиклассического подхода. Константы эффективного взаимодействия квазичастиц выбирались такими же, как в работах [9, 10].

Полученные таким образом характеристики парциальных β -переходов: энергия, спин и четность, l_{β} позволяют построить модельную схему β -распада ядра и определить соответствующие значения периода полураспада $T_{1/2}$ [8] и полной вероятности эмиссии западающих нейтронов P_n [11]. Модельные схемы распада явились основой для расчета β -спектра, $\bar{\nu}$ -спектра, средних энергий β -, $\bar{\nu}$ -, γ -излучений (\bar{E}_β , \bar{E}_ν , \bar{E}_γ) короткоживущих нейтронно-избыточных ядер [1, 2]. Для ряда короткоживущих ядер рассчитанные характеристики β -распада представлены в таблице. Полученная из сравнения с экспериментом точность прогнозирования $T_{1/2}$ и P квазиклассического метода составила в среднем 80%, в энергетическом представлении - 50% [8], для \bar{E}_β - соответственно - 15% и 10%.

Для анализа степени влияния возможной вариации исходных параметров использованной модели на прогнозируемые характеристики короткоживущих ядер в настоящей работе были проведены расчеты с варьированием ряда параметров. Так, например, при изменении полной энергии β -распада Q_β относительное изменение $T_{1/2}$ для ядер Rb с $92 < A < 102$ составило в среднем для ($Q_\beta, \Delta Q_\beta$): $1. \Delta Q_\beta = 0,5$ МэВ - 5%; $2. \Delta Q_\beta = 1,0$ МэВ - 20%; $3. \Delta Q_\beta = -0,5$ МэВ - 15%; $4. \Delta Q_\beta = -1,0$ МэВ - 45%, хотя для отдельных ядер изменение $T_{1/2}$ достигло соответственно: 1. - 20%; 2. - 50%; 3. - 40%; 4. - 80%. Подобный анализ был проведен для большого числа ядер и по другим исходным параметрам. Он показал, что результаты расчетов наиболее чувствительны к вариациям констант эффективного взаимодействия квазичастиц, и точности их определения следует уделять особое внимание [8, 10].

Ядро	$T_{1/2}$ (с)		P_n (%)		Q_p (МэВ)	$E_{\beta_{max}}$ (МэВ)	E_{β} (МэВ)	E_{γ} (МэВ)
	!эксп.	!расч.	!эксп.	!расч!				
78Zn	1,47	1,61			6,01	4,47	1,99	1,54
78Ga	5,49	4,9			8,14	5,99	2,72	2,15
79Ge	42,0	51,6			4,15	2,78	1,18	1,37
79Ga	2,9	1,8	0,09	0,11	6,77	4,82	2,16	1,95
80Ga		1,54	0,168	0,14	10,0	6,96	3,77	3,04
80Ge	29,5	28,7			2,64	2,38	0,98	0,26
81Ga	1,2	1,35	12,8	9,8	8,32	6,91	2,96	1,41
82Ga	0,6	0,49	21,4	13,8	12,3*	7,42	3,41	4,01
82Ge	4,6	4,4			4,70	3,93	1,72	0,77
83Ge	1,90	1,04	0,051	0,03	8,49			
83As	13,3	8,02			5,46	4,16	1,83	1,30
86Ge		0,20		2,76	8,86*	7,14	3,27	1,72
86As	0,9	0,79	7,1	11,7	10,0*			
86Se	14,1	16,8			5,1	3,38	1,45	1,72
87As	0,73	0,57	44	29,2	10,4*	8,31	3,83	2,09
87Se	5,6	3,04	0,21	0,36	7,46			
87Br	55,7	37,8	2,4	1,89	6,83	3,36	1,45	3,47
88Se	1,5	2,12	0,15	0,31	6,33	4,88	2,17	1,5
88Br	16,3	8,5	6,8	4,96	8,91			
89Se	0,41	0,54	5,0	3,8	8,93*	5,26	2,36	3,67
89Br	4,55	4,44	13,3	10,6	8,14	6,58	2,99	1,56
91Se	0,27	0,25	21,0	35	10,7*			
91Br	0,54	0,66	10,8	9,5	9,34*	8,18	3,76	1,16
91Rb	59,6	54,5			5,70			
92Br	0,35	0,18	21,0	20,9	12,2*			
92Kr	1,84	2,68	0,03	0,19	5,97	4,0	1,76	2,24
92Rb	4,57	2,96	0,012	0,006	8,2*			
93Kr	1,29	1,43	2,1	1,6	7,51			
93Rb	5,85	7,0	1,37	1,2	7,36			
95Br		0,21			11,7*			
95Kr	0,78	0,43		4,73	9,62	7,25	3,31	2,37
96Rb	0,38	0,51	8,9	11,4	9,26	7,01	3,19	2,25
96Rb	0,11	0,15	16,7	17,9	12,6	9,43	4,37	3,17
99Rb	0,059	0,064	15	17,4	10,7	8,98	4,13	1,72

* - расчет.

Влияние структуры силовой функции β -распада на значение $T_{1/2}$ и P_n довольно существенно и оно было подробно рассмотрено в работах [8,12]. Более широкий перечень прогнозируемых ядер и сравнение с результатами других подходов представлены в [8,11].

Полученные прогнозируемые ядерно-физические характеристики короткоживущих нейтронно-избыточных ядер являются исходными данными для расчета радиационных характеристик облученного ядерного топлива, замена этими данными использованных ранее грубо оцененных характеристик короткоживущих ядер приводит к существенному повышению точности расчета радиационных характеристик.

Список литературы

1. Колобашкин В.М., Рубцов П.М., Алексанкин В.Г., Ружанский П.А. Бета-излучение продуктов деления, М.: Атомиздат, 1978.
2. Алексанкин В.Г., Колобашкин В.М., Лютостанский Ю.С., Рубцов П.М., Ружанский П.А. -Тезисы докладов XXXI Совецания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Самарканд, 1981, Л., Наука, 1981.
3. Колобашкин В.М., Рубцов П.М., Ружанский П.А., Лютостанский Ю.С. - Нейтронная физика, ч.4.М.: ЦНИИАтоминформ, 1980, с.254.
4. Лютостанский Ю.С., Рубцов П.М., Ружанский П.А., Хандогин В.И. - Тезисы XXXII Совецания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Киев, 1982, Л.:Наука, 1982, с.273.
5. Колобашкин В.М., Рубцов П.М., Ружанский П.А., Алексанкин В.Г., Кулаковский М.Я. - Нейтронная физика, ч.4, М.: ЦНИИАтоминформ, 1977, с.117.
6. Колобашкин В.М., Рубцов П.М., Ружанский П.А., Алексанкин В.Г. - Там же, с.127.
7. Мигдал А.Б. Теория конечных ферми-систем и свойств атомных ядер, М.: Наука, 1965.
8. Алексанкин В.Г., Лютостанский Ю.С., Панов И.В. - Ядерная физика, 1981, т.34, с.1451.
9. Гапонов Ю.В., Лютостанский Ю.С. - ЭЧАЯ, 1981, т.12, с.1324.
10. Гапонов Ю.В., Лютостанский Ю.С., Алексанкин В.Г. - Письма в ЖЭТФ 1981, т.34, с.407.
11. Алексанкин В.Г., Лютостанский Ю.С., Сироткин В.К. - Нейтронная физика, ч.3, М.: ЦНИИАтоминформ, 1980, с.124.
12. Алексанкин В.Г., Лемехов С.Е., Лютостанский Ю.С., Сироткин В.К. - Тезисы докладов XXXI Совецания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Самарканд, 1981, Л., 1981, с.230.

РАСЧЕТЫ НЕКОТОРЫХ ОПЫТОВ НА СИСТЕМАХ ИЗ ^{235}U И ^{238}U
СО СПЕКТРАЛЬНЫМИ НЕЙТРОННЫМИ КОНСТАНТАМИ БАС

А.П.Васильев, Я.З.Кандиев, В.И.Читайкин

(Челябинский государственный университет)

Представлены результаты расчетов ряда экспериментов на композициях из ^{235}U и ^{238}U с использованием системы констант БАС, в которой спектр нейтронов вынужденного деления задан на основе опытов, показавших отличие этих спектров от функции Максвелла или Уатта.

Results of the calculations with the SC BAS of the number experiments on ^{235}U - and ^{238}U -systems are shown. Fission neutron spectra in SC BAS is defined from experiments, which show that this spectra differs from the Maxwell or Watt function.

При создании системы спектральных нейтронных констант СК БАС [1], ориентированной на расчеты быстрых атомных систем (например, бланкетов термоядерных реакторов), помимо оценки ядерных данных проводилась также их проверка и корректировка в пределах погрешности сечений, угловых и энергетических распределений на основе сравнения с результатами различных опытов. При подготовке файлов ядерных данных для ^{235}U и ^{238}U были проведены расчеты ~ 100 урановых критсборок (в том числе бесконечных критических систем (КС) из урана и UO_2 с обогащением, соответственно, $\sim 5,6\%$ и $\sim 7,4\%$ по ^{235}U) и нескольких опытов по измерению спектров утечки из урановых сфер с центральным 14-МеВным источником и т.д.

В ряде опытов (см., например, [2-4] и цитированную там литературу) было показано, что спектр нейтронов вынужденного деления $q_f(E_0, E)$ имеет форму, отличную от представляемой функциями Максвелла или Уатта. Так, для ^{235}U при $E \sim 0,5$ МеВ различие $\sim 30\%$.

В СК БАС используется табличное задание q_f на основе экспериментальных данных. Спектр деления ^{235}U тепловыми нейтронами выбран по работам [3,4], средняя по спектру энергия нейтронов $\bar{E} = 1,95$ МеВ. Этот спектр не изменяется до открытия канала реакции ($\lambda, \lambda' f$).

При $E_0 \gtrsim 6$ МеВ спектр состоит из двух частей: делительной и испарительной, которые вычислялись для нескольких E_0 на основе

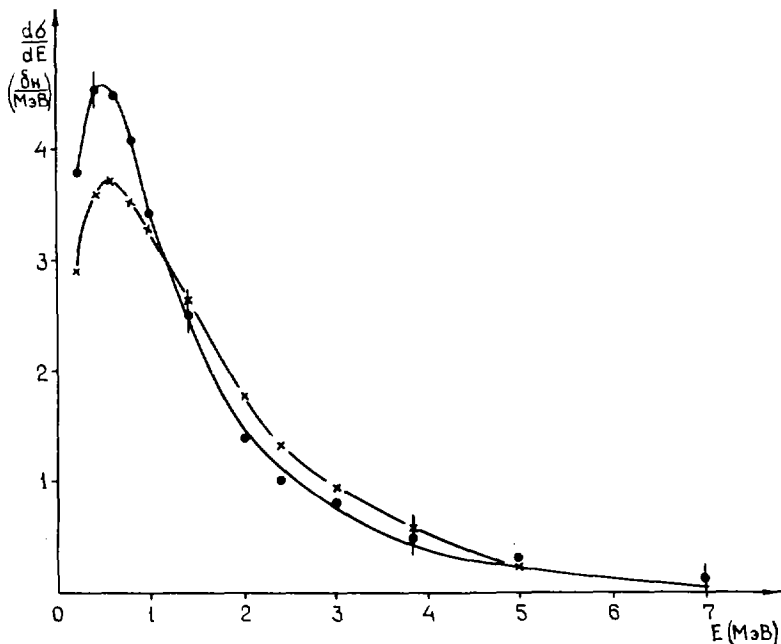
оценки σ_i , ν_i , $\sigma_{n,pf}$, $\sigma_{n,2nf}$ и др. В результате суммарный спектр и его средняя энергия для ^{235}U хорошо согласуется с данными [2] при $E_0 = 14,3$ МэВ. Согласие с ENDL - 78 (MAT 7868) хуже: наша оценка дает более мягкий спектр. Аналогично проводился выбор спектра и для ^{238}U .

Для проверки и корректировки ядерных данных очень важны эксперименты типа [5,6], в которых измеряются элементарные спектры вторичных нейтронов $q(E_0, E) = \sum_i \sigma_i(E_0) \nu_i(E_0) q_i(E_0, E)$, где σ_i , ν_i и q_i - сечение, число и спектр нейтронов i -й реакции, E_0 - начальная энергия нейтрона. Опыты проведены для ^{235}U при $E_0 = 14,1$ МэВ, для ^{238}U при $E_0 = 6; 7; 8; 9; 1; 14,1$ МэВ.

Для определения входящих в $q(E_0, E)$ параметров нужно задаться величинами σ_i , ν_i , q_i и интервалами возможных их изменений, полученными при оценке. Особенно полезны результаты таких опытов вблизи порога реакции, когда появляется возможность выделить её вклад в элементарный спектр. Расчеты $q(E_0, E)$ для ^{238}U при $E_0 = 14,1$ МэВ и сравнение с опытом представлены на рисунке. Для СК БАС согласие в пределах экспериментальной погрешности хорошее даже в области максимума спектра при $E = 0,4-0,6$ МэВ, где для ENDL - 78 расхождение с опытом достигает 30-40%. Для ^{235}U при $E_0 = 14,1$ МэВ и для ^{238}U при других значениях E_0 вычисленные по СК БАС

$q(E_0, E)$ также хорошо согласуются с экспериментальными. Измерения вблизи порога реакции (n , $2n$) на ^{238}U позволили надежно выделить спектр нейтронов этой реакции. Высокоэнергетическую часть спектра при $E \geq 5$ МэВ удалось удовлетворительно описать с учетом предравновесных нейтронов, которые отнесены к реакции неупругого рассеяния.

Хорошей проверкой СК служат также расчеты спектров утечки из урановых сфер с центральными 14-МэВ-ными источниками. Расчеты проводились методом Монте-Карло по программе ПРИЗМА с корректным учетом геометрии опыта. В табл. I приведены результаты расчетов и экспериментальные данные [7] в нейтр./ (МэВ. см²) на 10^9 нейтронов источника для толстой ($\Delta R = 5,75$ см) сферы из ^{235}U 93,5%, наименьшая погрешность опыта в области ~ 14 МэВ примерно 4%, в остальных энергетических интервалах она изменяется от 10 до 20%. Статистическая погрешность расчета значительно меньше.



Спектр вторичных нейтронов, возникших при взаимодействии первичного нейтрона с энергией $E_0 = 14,1$ МэВ с ^{238}U :

- - эксперимент [5] (число точек уменьшено);
- - расчет с СК БАС;
- × - расчет с ENDF - 78 (МАТ 7871)

Таблица I

ΔE , МэВ	0,2-0,4	0,6	0,8	1,0	1,4	2,0	3,0	4,0	6,0	8,0	13,3-16	
$\Phi_{\text{экс}}$	30,3	32,1	27,0	22,3	18,5	13,5	8,3	4,21	1,60	0,36	0,06	0,91
$\Phi_{\text{расч}}$	30,3	32,2	27,5	22,4	17,8	11,9	7,7	4,20	1,70	0,38	0,06	1,93

Полное число нейтронов, вылетевших из сферы (в пересчете на

4Т) в интервале $0,18 \leq E \leq 16$ МэВ на один нейтрон источника, в опыте найдено $10,9 \pm 0,6$, а в нашем расчете - $10,7 \pm 0,3$. Неплохо согласуются и спектры нейтронов, за исключением интервала $1,5 \leq E \leq 3$ МэВ, где расчет дает более низкое значение. Это расхождение требует дополнительного изучения, заметим, что в работе [7] в этом интервале проводилась сшивка серий измерений, что могло повлиять на результат.

В табл.2 приведены данные Вонга [8] и результаты наших расчетов для двух сфер из ^{238}U (как и в случае работы [8] проводились двумерные расчеты с учетом реальной геометрии рассеивающих образцов-"сфер" и анизотропии источника нейтронов). В таблице приведены также результаты расчетов с константами ENDF/B-IV - 78 и ENDF/B-IV, взятые из работы [8].

Таблица 2

R, см	ΔE , МэВ	Эксперимент	ENDF/B-IV	ENDL	БАС
3,63	> 12	$0,644 \pm 0,0644$	0,643	0,630	$0,652 \pm 0,034$
	2-12	$0,263 \pm 0,026$	0,224	0,243	$0,244 \pm 0,020$
	0,01-0,934	$0,371 \pm 0,037$	0,395	0,338	$0,378 \pm 0,035$
10,91	> 12	$0,233 \pm 0,023$	0,232	0,216	$0,252 \pm 0,010$
	2-12	$0,324 \pm 0,032$	0,260	0,286	$0,329 \pm 0,023$
	0,01-0,934	$1,462 \pm 0,15$	1,48	1,44	$1,57 \pm 0,12$

В работе [8] нет описания защиты, расположенной вблизи датчиков. Её геометрия взята нами из аналогичных работ, выполненных в той же лаборатории. Разрешение датчиков в [8] не указано. По оценкам, для малой сферы учет разрешения, в зависимости от его величины, уменьшит полученное в расчете число нейтронов при $E > 12$ МэВ на $0,004 + 0,008$, на столько же возрастет число нейтронов в интервале 2 - 12 МэВ. Для большой сферы эта поправка имеет тот же знак, но меньшую величину. В целом же согласие результатов расчета и опыта хорошее.

Список литературы

1. Васильев А.П. и др. - Сб.: Тезисы докладов 3-й Всесоюзной

- научной конференции по защите от ионизирующих излучений ядерно-технических установок. Тбилиси, 1981, с. 82.
2. Васильев Д.А. и др. - ЖЭТФ, 1960, т. 38, вып. 3, с. 671.
 3. Лайтан А. и др. - Сб.: Нейтронная физика, М., 1976, ч.5, с.120.
 4. Старостов Б.И. и др. - Сб.: "Нейтронная физика", Киев, 1980, ч.4.
 5. Сальников О.А. о др. - Известия АН СССР, Сер. физическая, 1968, т. 32, № 4, с. 653.
 6. Бирюков Н.С. и др. - Препринт ФЭИ-687, Обнинск, 1976.
 7. Ragan C.E. et al - Nucl. Sci. Engng, 1976, v. 61, p.33.
 8. Wong C. et al - In: Proc. 4th Conf. of Nucl. Cross Sections and Technology, Washington, 1975, v. 1, p. 704.

О ВЫЧИСЛЕНИИ РЕАКТОРНЫХ ФУНКЦИОНАЛОВ В ОБЛАСТИ НЕРАЗРЕШЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ ДЛЯ ДЕЛЯЩИХСЯ ЯДЕР

Ю.В. Породинский

(ИЯЭ АН БССР)

Предложена двухуровневая модель расчета функции пропускания и блокировок делящихся ядер. Для генерации квазирезонансной структуры сечений используются средние резонансные параметры, статистические распределения и гауссовские квадратуры низких порядков. Полученные результаты сравниваются с экспериментальными данными для ^{239}Pu .

Two level model to calculate transmission functions and self-shielding factors for fissile nuclides in the unresolved resonance region is presented. To simulate quasi-resonance cross section structure; average resonance parameters, statistical parameter distributions and gaussian low order quadrature formulas are employed. Theoretical predictions and experimental data for ^{239}Pu are compared.

Область неразрешенных резонансов для тяжелых делящихся ядер простирается от нескольких сотен эВ до сотен кэВ. Именно на ней приходится значительная часть нейтронного спектра ооьших энергетических систем.

Для вычисления различных реакторных функционалов, таких как коэффициенты резонансной самоэкранировки и функции пропускания, в области неразрешенных резонансов необходимо моделировать резонансную структуру исходя из статистических законов распределений резонансных параметров, описывающих флуктуации последних относительно средних значений. Количество флуктуирующих величин зависит от числа каналов реакций и точности учета межрезонансной интерференции.

Учет флуктуаций приводит к необходимости вычисления многократных несобственных интегралов от сложных функций, что само по себе является довольно сложной задачей, если не привлекать для этого квадратурные формулы, как это сделано в [1, 2]. При этом авторами работы [2] были получены гауссовские квадратурные формулы невысокого порядка для вычисления ожидаемых значений функционалов сечений в

неразрешенной резонансной области. Параметры этих квадратурных формул были использованы в настоящей работе.

Вычисление функционалов разбивается на несколько этапов. Сначала строится подгрупповое представление ожидаемых значений парциальных сечений для нулевой температуры и нескольких различных температур (300, 900, 2100 К). При этом рассматривается энергетический интервал, на котором заданы средние резонансные параметры. Расчет проводится для средней точки этого интервала. Сечение является функцией флуктуирующих резонансных параметров и энергии, то есть

$$\sigma^J = \sigma^J(\{x^i\}, E), \quad \text{где } \{x^i\} - \text{совокупность флуктуирующих параметров, } E - \text{энергия. Тогда для ожидаемого значения сечения можно записать}$$

$$\overline{\sigma^J} = \frac{\int_{E_1}^{E_2} \dots \int_0^{\infty} \sigma^J(\{x^i\}, E) dx^1 \dots dx^n dE P_1(x^1) \dots P_n(x^n)}{\int_{E_1}^{E_2} dE} \quad (1)$$

Здесь $P_i(x^i)$ - функции распределений флуктуирующих величин x^i . Обычно это χ^2_{ν} -распределения с различными числами степеней свободы ν . В (1) учтено, что $\int_0^{\infty} P_i(x^i) dx^i = 1$. Флуктуации межрезонансного расстояния не рассматривались, так как они влияют на ожидаемое значение сечения значительно слабее, нежели флуктуации нейтронных и делительных ширин. То есть $E_2 - E_1 = \langle D^J \rangle$.

Далее, используя гауссовские квадратурные формулы и заменяя при этом интегрирование по статистическим распределениям на суммирование по узлам, получаем для $\overline{\sigma^J}$:

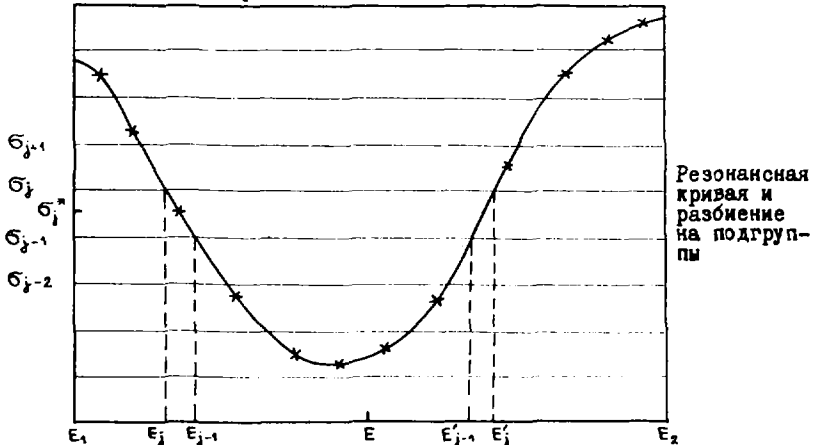
$$\overline{\sigma^J} = \frac{1}{\langle D^J \rangle} \sum_{k_1=1}^{N_{k_1}} \dots \sum_{k_n=1}^{N_{k_n}} \alpha_{k_1}^1 \dots \alpha_{k_n}^n \int_{E_1}^{E_2} \sigma^J(\{x_{k_i}^i\}, E) dE =$$

$$= \frac{1}{\langle D^J \rangle} \sum_{n=1}^{\tilde{N}} \tilde{\alpha}_n \int_{E_1}^{E_2} \tilde{\sigma}^J(E) dE,$$

где $\tilde{\alpha}_n = \prod_{i=1}^n \alpha_{k_i}^i$; $\tilde{N} = \prod_{i=1}^n N_{k_i}$; $\tilde{\sigma}^J(E) = \sigma^J(\{x_{k_i}^i\}, E)$.

$\{x_{k_i}^i\}$ - совокупность весов, а $\{x_{k_i}^i\}$ - совокупность узлов гауссовских квадратурных формул. Ввиду независимости переменных в (1) операции усреднения по энергии и по распределениям флуктуирующих параметров могут проводиться в любом порядке. Для каждой резонанс-

ной конфигурации насчитываются сечения в опорных точках, выбранных на резонансной кривой таким образом, чтобы обеспечить заданную точность линейной интерполяцией.



На рисунке показана резонансная кривая для одного из наборов резонансных параметров. Крестиками помечены опорные точки, в которых вычисляются сечения. Теперь легко определить энергетические границы, а следовательно, и вероятность попадания в j -подгруппу, равную $(E_j - E_{j-1}) / \langle D^T \rangle$, для рассматриваемой резонансной конфигурации. Затем вероятности подгрупповых сечений суммируются в подгрупповые веса. При этом они должны умножаться на \mathcal{I}_n , соответствующую рассматриваемой резонансной конфигурации. В результате для $\bar{\sigma}^T$ получаем подгрупповое представление:

$$\bar{\sigma}^T = \sum_{j=1}^{j_{\max}} \beta_j \sigma_j^* \quad (3)$$

где $\sigma_j^* = \frac{1}{2} (\sigma_j - \sigma_{j-1})$, β_j - веса подгрупп.

Аналогичным образом можно представить ожидаемое сечение для любой температуры, если воспользоваться следующим приближением доплеровского уширения [3]:

$$\sigma_{\Delta}(E') = \frac{1}{\Delta \sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} \bar{\sigma}(E'') \exp\left[-\left(\frac{E' - E''}{\Delta}\right)^2\right] dE'' \quad (4)$$

$\Delta = \sqrt{\frac{4kT E}{A \cdot 1}}$; k - постоянная Больцмана; T - эффективная температура в К; A - атомный вес.

В качестве интервала, на котором проводилось доплеровское уширение, брался $(E' - 5\Delta, E' + 5\Delta)$. Вкладом в интеграл за пределами этого интервала можно пренебречь из-за малости фактора $\exp\left[-\left(\frac{E' - E''}{\Delta}\right)^2\right]$. В результате для ожидаемого значения сечения

при ненулевой температуре получаем:

$$\tilde{\sigma}_a^J(E) = \sum_{i=1}^{N-1} \left\{ [\tilde{\sigma}^J(E_i) + A_i (E-E_i)] \cdot \frac{1}{2} [\operatorname{erfc}\left(\frac{E_i-E}{\Delta}\right) - \operatorname{erfc}\left(\frac{E_{i+1}-E}{\Delta}\right)] + \right. \\ \left. + \frac{A_i \cdot \Delta}{2\sqrt{\pi}} [\exp(-(\frac{E_i-E}{\Delta})^2) - \exp(-(\frac{E_{i+1}-E}{\Delta})^2)] \right\}, \quad (5)$$

$$A_i = \frac{\tilde{\sigma}^J(E_{i+1}) - \tilde{\sigma}^J(E_i)}{E_{i+1} - E_i}, \quad \operatorname{erfc}(X) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_X^{\infty} e^{-u^2} du;$$

N - число опорных точек, попадающих в интервал $(E' - 5\Delta, E' + 5\Delta)$.

$$\tilde{\sigma}_a^J = \sum_{j=1}^{m_a} \beta_{aj} \sigma_j^a. \quad (6)$$

Далее из подгрупповых представлений для парциальных сечений реакций можно легко получить подгрупповые представления для полных сечений, а затем при помощи свертки получить необходимые функционалы.

При вычислении самих $\tilde{\sigma}(E)$ использовали формулы R -матричной теории, полученные исходя из уроневой матрицы Вигнера:

$$A_{\lambda\lambda'}^{-1} = (E_\lambda - E) \delta_{\lambda\lambda'} - \frac{i}{2} \sum_c \Gamma_{\lambda c}^{1/2} \Gamma_{\lambda' c}^{1/2},$$

$$U_{cc'}^J = e^{-i(\varphi_c - \varphi_{c'})} [\delta_{cc'} + i \sum_{\lambda\lambda'} \Gamma_{\lambda c}^{1/2} \Gamma_{\lambda' c'}^{1/2} A_{\lambda\lambda'}^J], \quad (7)$$

$$\sigma_i^J = \frac{2\pi g}{k^2} \operatorname{Re}(1 - U_{nn}^J), \quad \sigma_{el}^J = \frac{\pi g}{k^2} |1 - U_{nn}^J|^2,$$

$$\sigma_x^J = \sum_c \left| \sum_{\lambda\lambda'} \Gamma_{\lambda c}^{1/2} \Gamma_{\lambda' c}^{1/2} A_{\lambda\lambda'}^J \right|^2 \cdot \frac{\pi g}{k^2}$$

Здесь индекс $\lambda\lambda'$ относится к резонансным уровням, а индексы cc' - к различным возможным каналам реакций. При таком подходе ранг матрицы определяется количеством рассматриваемых уровней (в настоящей работе брались 2 уровня).

Для иллюстрации вышеизложенного подхода к вычислению реакторных функционалов делющихся ядер в неразрешенной резонансной области в таблице приведены результаты расчетов некоторых функционалов для ^{239}Pu , которые удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными [4]. Средние резонансные параметры брались из работы [5].

Сравнение рассчитываемых и экспериментальных [4] пропусков
 $T_1 - а)$ и $T_1 - в)$

а)

№ гр.	E_n , кэВ	Толщина образцов в единицах 10^{-2} ядер/барн			
		0,217	0,822	3,290	12,340
15	0,465 - 1,0	0,953 - II	0,750 - 19	0,452 - 15	0,116 - 18
		0,963	0,756	0,460	0,123
14	1,0 - 2,15	0,958 - 33	0,773 - 19	0,487 - 19	0,139 - 17
		0,970	0,780	0,491	0,145
13	2,15 - 4,65	0,965 - 22	0,786 - 17	0,505 - 17	0,149 - 35
		0,972	0,793	0,515	0,154

б)

№ гр.	E_n , кэВ	Толщина образцов в единицах 10^{-2} ядер/барн			
		0,217	0,822	1,650	3,290
15	0,465 - 1,0	0,755 - 60	0,653 - 15	0,491 - 10	0,400 - 10
		0,863	0,659	0,497	0,403
14	1,0 - 2,15	0,896 - 50	0,736 - 30	0,617 - 40	0,471 - 10
		0,903	0,743	0,621	0,475
13	2,15 - 4,65	0,900 - 14	0,738 - 25	0,628 - II	0,500 - 15
		0,908	0,745	0,633	0,503

Верхние значения из работы [4], нижние - расчет по модели.

Список литературы

1. Hwand R.W., Henguson H. Trans. Amer. Nucl. Soc., 1975, v.22, p.712.
2. Кошечев В.Н., Синица В.В. "Атомная энергия", 1979, т.47, вып.2, с.94.
3. A.W.Solbrig Jr. Nucl. Sci. Engng, 1961, v.10, p.167.
4. Бакалов Т. и др. Препринт ОИЯИ, РЗ-12796, Дубна, 1979.
5. Анципов Г.В. и др. Препринт №13 ИТМО АН БССР, Минск, 1981.

АБСОЛЮТНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ СЕЧЕНИЯ ДЕЛЕНИЯ ^{239}Pu НЕЙТРОНАМИ
С ЭНЕРГИЕЙ 8,5 МэВ

Р. Арльт, Х. Боне, В. Вагнер, М. Йош, Х. Ортлепп,
Г. Музюль, Г. Пауш, К. Хербах

(Технический университет г. Дрездена, ГДР)

И. Д. Алхазов, Е. А. Ганза, Л. В. Драпчинский, В. Н. Душин,
С. С. Коваленко, О. И. Косточкин, В. Н. Кузьмин, К. А. Петряк,
Б. В. Румянцев, П. С. Солошенко, С. М. Соловьев, А. В. Фомичев,
В. И. Шапов

(Радиовый институт им. В. Г. Хлопина)

Методом коррелированных по времени сопутствующих частиц проводились абсолютные измерения сечения деления ^{239}Pu нейтронами с энергией 8,5 МэВ. Полученный предварительный результат составляет величину $2,40 \pm 0,07$ барна.

The absolute fission cross-section measurements for ^{239}Pu at the neutron energy of 8,5 MeV were performed using the time correlated associated particle method. The preliminary result obtained amounts $2,40 \pm 0,07$ barns.

^{239}Pu является основным делящимся изотопом в бридерных реакторах на быстрых нейтронах. В связи с этим требуемая точность данных по его сечению деления составляет $\pm 2\%$ в широком интервале

энергии нейтронов. Хотя заявленная точность последней оценки этого сечения [1] составляет $\pm 3\%$ в интервале энергии нейтронов до 5 МэВ и 4–4,5% при больших энергиях нейтронов, существующие экспериментальные отличаются на величины до 10% и больше.

Подавляющее большинство экспериментальных данных по $\sigma_{n,f}^{239\text{Pu}}$ получено в измерениях относительно стандарта - $\sigma_{n,f}^{235\text{U}}$ и лишь в нескольких работах [2–4] проведены абсолютные измерения и измерения формы.

В рекомендациях Совещания консультантов МАГАТЭ по стандарту - $\sigma_{n,f}^{235\text{U}}$ в Смоленске, СССР, 28 марта - 1 апреля 1983 г. в качестве наиболее перспективного пути повышения точности данных по сечению деления рассматриваются измерения методом коррелированных по времени сопутствующих частиц (КВСЧ). Такие измерения для ^{239}Pu уже проводились при энергии нейтронов 14–15 МэВ [5, 6]. Целью данной работы являлось измерение этим методом сечения деления ^{239}Pu при энергии нейтронов 8,5 МэВ. Измерения проводились в рамках совместных работ Радиового института им. В.Г. Хлопина, СССР и Технического университета г. Дрездена, ГДР. Работа выполнялась на тандем-генераторе Центрального института ядерных исследований, Россендорф, ГДР.

Метод КВСЧ подробно описывался ранее [5], поэтому здесь кратко упоминается лишь его принцип. Схема эксперимента приведена на рис. 1. Источником нейтронов служила реакция $D(d,n)^3\text{He}$ при энергии дейтронов 9 МэВ. Сопутствующие гелионы регистрировались детектором под углом 42° к пучку дейтронов. Соответствующие им нейтроны, вылетающие под углом 55° к пучку, облучали мишени ^{239}Pu . Регистрировались совпадения деление-сопутствующая частица. Сечение деления определялось из соотношения

$$\sigma_f = N_c / N_{c.ч.} \cdot n,$$

где $N_{c.ч.}$ - число зарегистрированных гелионов,

N_c - число совпадений,

n - число ядер ^{239}Pu на 1 см^2 мишени.

В экспериментальные данные вводились поправки:

1. На фон в канале сопутствующих частиц.
2. На фон случайных совпадений.
3. На искажения потока нейтронов за счет поглощения и рассеяния на конструкционных материалах и подложках мишеней.
4. На эффективность регистрации делений.

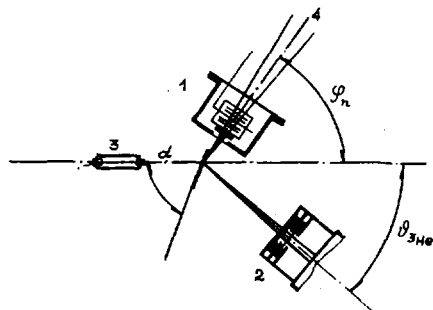


Рис. 1. Схема измерительной установки: 1 — ионизационная камера делений; 2 — телескоп канала сопутствующих частиц; 3 — коллиматор дейтронного пучка; 4 — конус нейтронов

Наиболее трудной задачей являлась регистрация сопутствующих частиц. Мишенью тандем-генератора — источником нейтронов служила тонкая ($1-2 \text{ мг/см}^2$) пленка из дейтерированного полиэтилена. Гелионы регистрировались на фоне рассеянных дейтронов и α -частиц из реакции (d, α) на углероде мишени. Спектр в канале сопутствующих частиц представлен на рис. 2. Для регистрации гелионов использовался $\Delta E-E$ -телескоп из двух полностью обедненных полупроводников дете-

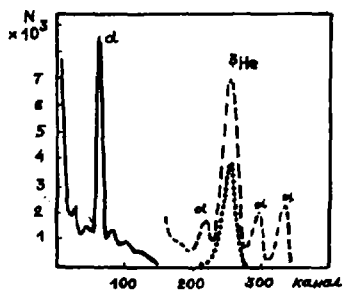


Рис. 2. Амплитудный спектр в канале сопутствующих частиц толщиной 10 и 40 мкг/см^2 . Двумерный спектр в координатах $\Delta E, E$, приведен на рис. 3. Для выделения гелионов использовался быстродействующий анализатор с временем анализа $\sim 200 \text{ нс}$ [7]. Фон в канале сопутствующих частиц определялся заменой дейтерированного полиэтилена на обычный.

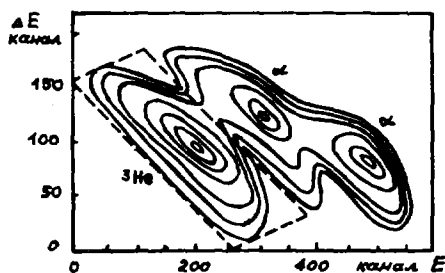


Рис. 3. Двумерный спектр в координатах $\Delta E - E_T$ в канале сопутствующих частиц. Пунктиром обозначена регистрируемая часть спектра

Фон случайных совпадений определяется из анализа временного спектра деление - сопутствующая частица.

Искажение нейтронного потока рассчитывалось методом, представляющим собой обратную задачу переноса нейтронного излучения. Уравнение переноса решалось методом Монте-Карло с моделированием реальной геометрии экспериментальной установки.

Деления регистрировались ионизационной камерой в геометрии 2π . В измерениях использовались 4 расположенных последовательно делящихся мишени с общей плотностью $754,9 \text{ мкг/см}^2$. Для определения эффективности регистрации делений рассчитывались поглощение осколков в активном слое мишеней и потери в счете из-за дискриминации α -частиц. Поглощение осколков рассчитывалось исходя из толщин слоев мишеней с учетом переносной скорости из-за импульса нейтрона и анизотропии [8]. Потери в счете из-за дискриминации определялись из анализа амплитудного спектра осколков деления. Величины вводимых поправок и парциальных погрешностей результата приведены в таблице.

Мишени делящегося вещества изготавливались в Радиовом институте из изотопно чистого материала методом термораспыления на вращающуюся подложку. Число ядер в мишенях определялось по α -счету в установке с малым телесным углом. Для расчета числа ядер использовалась величина периода полураспада $T_{1/2} = (24.110 \pm 30)$ лет из работы [9]. Однородность слоев мишеней определялась сканированием по поверхности мишеней α -детектора с диафрагмой диаметром 1 мм. Отступления от однородности не превышали 0,5-0,7%.

В измерениях была получена статистика 1670 событий, которая не позволяет получить точность измерения лучше 3%. Поэтому результат измерений является предварительным. Позже измерения будут по-

вторяться. Полученная величина сечения составляет $2,40 \pm 0,07$ барна, что существенно отличается от данных последней оценки $2,28 \pm 0,007$ А7.

Таблица

Поправки и составляющие погрешности результата измерения
 $\sigma_{n,f}^{239}\text{Pu}$

Эффект	Поправка, %	Погрешность, %
Статистика совпадений		2,5
Случайные совпадения	3,01	0,5
фон в канале сопутствующих частиц	1,35	0,4
Экстраполяция к нулевой энергии осколков	1,52	0,5
Поглощение осколков в слое	1,22	0,3
Искажение нейтронного потока	0,23	0,12
Однородность слоя мишеней		0,5
Полная погрешность результата		2,7

Список литературы

1. Antsipov G.V. et al. INDC(CCP)-166, IAEA, June 1981.
2. Kari K., Cierjaks S. Neutron Physics and Nuclear Data, Proc. of Internat. Conf., Harwell, 1978, p. 905.
3. Szabo I., Marquette J.P. Proc. of Spec. Meeting on Fast Fission Cross Sections, Argonne, 1976, ANL-76-90, p. 203.
4. White P.H., Warner G.P. J. Nucl. Energy, 1976, v. 21, p. 671.
5. Arlt R. et al. Nuclear Cross Section for Technology Proc. of the Internat Conf., Knoxville, 1979. NBS Spec. Publication 594, Washington, 1980, p. 990.
6. Cance M., Grenier G. Nucl. Sci. and Engng, 1982, v. 80, p. 282.
7. Arlt R. et al. Report ZfK-350, Dresden, GDR, 1978, p.209.
8. Arlt R. et al. Technische Universität Dresden, Preprint 05-23-79, Dresden, DDR, 1979.
9. Lorenz A. INDC(NDS)-121/NE, IAEA, December, 1980.

АБСОЛЮТНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ СЕЧЕНИЙ ДЕЛЕНИЯ ^{234}U , ^{236}U , ^{240}Pu ,
 ^{241}Pu И ^{243}Am НЕЙТРОНАМИ ДЕЯТЕЛЬНОГО СПЕКТРА ^{252}Cf

В.М.Адамов, С.Е.Гусев, Л.В.Драпчинский, В.В.Кольцов, С.С.Коваленко,
О.И.Косточкин, К.А.Петржак, Л.А.Плескачевский, А.М.Соколов,
С.М.Соловьев, П.С.Солошенко, В.А.Тренкин

(Радиевый институт им. В.Г.Хлопина)

Проведены абсолютные измерения сечений деления ^{234}U , ^{236}U , ^{240}Pu , ^{241}Pu и ^{243}Am нейтронами делительного спектра ^{252}Cf методом совпадений между осколками деления исследуемого нуклида и осколками спонтанного деления ^{252}Cf . Приводятся погрешности измерений.

The fission cross sections of ^{234}U , ^{236}U , ^{240}Pu , ^{241}Pu and ^{243}Am by ^{252}Cf fission spectrum neutrons have been measured. Coincidence method between ^{252}Cf spontaneous fission and/or U, Pu, Am induced fission was used. Measurement errors are given.

В Радиевом институте им.В.Г.Хлопина на протяжении ряда лет проводится абсолютные измерения сечений деления тяжелых нуклидов нейтронами делительного спектра ^{252}Cf [1-3]. Разработан вариант метода совпадений с коррелированными по времени сопутствующими частицами (КВСЧ), в котором в качестве сопутствующих частиц используются осколки деления ^{252}Cf . В этом случае наиболее трудно определяемая при измерениях сечений деления величина - интегральный нейтронный поток - вводится в расчетные формулы через полное число зарегистрированных делений ^{252}Cf , величину среднего числа нейтронов на акт деления ^{252}Cf и геометрический фактор, учитывающий взаимное расположение и размеры источника нейтронов ^{252}Cf и мишени делящегося нуклида. Существенно ослабляется влияние на результаты измерений фона рассеянных нейтронов. Методика эксперимента подробно изложена в наших предыдущих работах [1-3] и здесь не рассматривается.

В табл.1 представлены результаты абсолютных измерений сечений деления ^{234}U , ^{236}U , ^{240}Pu , ^{241}Pu и ^{243}Am . Здесь же приведены данные других авторов. В табл.2 даны составляющие погрешностей

Таблица 1
 Результаты абсолютных измерений сечений деления нейтронами
 делительного спектра ^{252}Cf

Нуклид	Сечения деления, барн	
	Данные настоящей работы	Данные других авторов
^{234}U	$1,204 \pm 0,014$	Отсутствуют
^{236}U	$0,612 \pm 0,008$	Отсутствуют
^{240}Pu	$1,310 \pm 0,037$	$1,337 \pm 0,032$ [5]
^{241}Pu	$1,744 \pm 0,054$	$1,616 \pm 0,080$ [5]
^{243}Am	$1,145 \pm 0,023$	Отсутствуют

Таблица 2
 Погрешности данных, связанных с определением сечений деления
 нейтронами делительного спектра ^{252}Cf , %.

Источник погрешностей		^{234}U	^{236}U	^{240}Pu	^{241}Pu	^{243}Am
$\sqrt{}$ (^{252}Cf)		0,2	0,2	0,2	0,2	0,2
Геометрический фактор		0,58	0,58	0,58	0,58	0,58
Определение массы слоя	Телесный угол	0,20	0,20	0,20	0,20	0,20
	Статистика	0,08	0,53	0,10	0,08	0,22
	Доля исследуемого нуклида	-	-	0,12	2,0	0,18
	Период полураспада	0,41	0,17	0,15	1,0	0,54
Число делений измеримого изотопа	Статистика совпадений	0,80	1,01	2,28	0,63	1,42
	Экстраполяция спектра осколков к нулевой энергии	0,20	0,30	0,20	0,20	0,20
	Поправка на поглощение в слое	0,10	0,15	0,10	0,1	0,10
	Деление других изотопов	-	-	1,48	1,91	0,87
Погрешность определения сечений деления		1,13	1,36	2,82	3,08	2,05

измерений, обусловленные всеми величинами, определяющими сечения деления.

При расчете чисел ядер в мишенях использовались следующие рекомендованные значения периодов полураспада из работы [4]:

$$T_{1/2}(^{234}\text{U}) = (2,445 \pm 0,010) \cdot 10^5 \text{ лет};$$

$$T_{1/2}(^{236}\text{U}) = (2,3416 \pm 0,0039) \cdot 10^7 \text{ лет};$$

$$T_{1/2}(^{240}\text{Pu}) = (6537 \pm 10) \text{ лет};$$

$$T_{1/2}(^{241}\text{Pu}) = (6,04 \pm 0,06) \cdot 10^5 \text{ лет};$$

$$T_{1/2}(^{243}\text{Am}) = (7360 \pm 40) \text{ лет}.$$

В качестве величины среднего числа нейтронов (мгновенных) на акт деления ^{252}Cf использовалось рекомендованное значение из ENDF/B-V $\bar{\nu}_p = 3,758 \pm 0,009$.

Список литературы

1. Адамов В.М., Драпчинский Л.В., Коваленко С.С. и др. - Нейтронная физика. Ч.6. Материалы III Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 9-13 июня 1975 г. М., 1976, с.19-23.
2. Адамов В.М., Драпчинский Л.В., Коваленко С.С. и др. - Препринт Радиового института им.В.Г.Хлопина РИ-52, Д., 1976.
3. Adamov V. M., Alkhasov I. D., Gusev S. E., Drapchinsky L. V. et al. - Nuclear Cross Sections for Technology. NBS Special Publication 594, 1980, p. 995 (Proceedings of the Internat. Conf., Knoxville, Oct. 1979).
4. Сурич В.М., Фомушкин Э.Ф. - Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы. Вып. 4(43). 1982.
5. Grundl J. A. et al. - IAEA Consultant's Meeting on ^{235}U Fast Neutron Fission Cross Section and ^{252}Cf Spontaneous Fission Neutron Spectrum, Smolenica, CzSSR, 1983.

ИЗМЕРЕНИЕ ВЕЛИЧИНЫ АЛЬФА НА РЕЗОНАНСАХ ^{235}U И ^{239}Pu

Ю.В.Адамчук, М.А.Восканян, Г.В.Мурадян, Л.Ю.Симонов, К.Г.Шепкин

(ИАЭ им. И.В.Курчатова)

На основе спектрометрии множественности излучения возбужденных ядер проведены абсолютные измерения величины α на резонансах урана-235 и плутония-239. Точность полученных значений α для большинства резонансов не хуже 2% для урана-235 и 3% для плутония-239.

Absolute measurements of the α value on resonances of uranium-235 and plutonium-239 have been made on the basis of multiplicity spectrometry of excited nuclei radiation. The accuracy of obtained α values on most of the resonances is no worse than 2% for uranium-235 and 3% for plutonium-239.

Величина $\alpha = \sigma_f/\sigma_f$, ^{235}U и ^{239}Pu относится к числу основных констант, используемых при расчетах различных ядерных реакторов. Знание этой величины необходимо в широкой области энергий нейтронов и с высокой точностью. Между тем, имеющаяся информация о величине α не удовлетворяет требуемой точности.

Ошибки в измерениях α главным образом обусловлены двумя обстоятельствами. Первое — требуется чисто выделить акты захвата нейтронов в исследуемом образце на фоне актов деления, а также на фоне регистрации актов захвата рассеянных на исследуемом образце нейтронов и нейтронов деления в конструкционных материалах детектора. Второе — необходимо достаточно точно определить параметры установки, связывающие экспериментально измеряемые спектры с величиной α , т.е. калиброваться.

Для калибровки используется ряд значений α в какой-либо области энергий нейтронов, которая перекрывается с измеряемой. При этом точность получаемых значений α существенно зависит от точности и диапазона изменения калибровочных значений. Обычно используются значения α в тепловой области энергий нейтронов, где абсолютные значения α известны с наибольшей точностью. Однако эти калибровочные значения не обеспечивают требуемой в настоящее время высокой (~5%) точности. Это связано с тем, что в тепловой области диапазон изменения α недостаточно широк, а также с трудностями учета фона в этой области.

Настоящая работа выполнена с целью получения калибровочных

абсолютных значений α на резонансах ^{235}U и ^{239}Pu . Резонансная область энергий выгодно отличается от тепловой тем, что значения α на резонансах изменяются в очень широком диапазоне, и фон для резонансов можно определить весьма надежно.

Измерения проводились методом спектрометрии множественности излучения возбужденных ядер [1,2], который позволяет успешно преодолеть вышеуказанные трудности, особенно в резонансной области энергий нейтронов. Действительно, в этой области энергий ($E \leq 200$ эВ) можно использовать весьма тонкий ($n \rightarrow \gamma$)-конвертер, толщина которого достаточна для практически полного поглощения нейтронов, рассеянных на исследуемом образце. В результате существенно уменьшается поглощение в конвертере вылетающих из образца γ -квантов, что приводит к повышению качества разделения актов захвата и деления, увеличению эффективности регистрации этих актов практически до 100%. Последнее позволяет получать абсолютные значения величины α , не привлекая дополнительных данных. Кроме того, благодаря высокой эффективности, можно исключить фон, обусловленный осколками деления. Это достигается запиранием электронной аппаратуры детектора после регистрации каждого акта.

Измерения выполнены на 26 м пролетной базе ЛЭУ-60 ИАЭ им. И.В. Курчатова с помощью 4 π -детектора на основе кристаллов $\text{NaI}(\text{Tl})$ с ($n \rightarrow \gamma$)-конвертером из ^{10}B . Секции детектора представляют собой отдельные сцинтиллоки формы прямоугольных параллелепипедов. Минимальная толщина сцинтиллятора по пролету вылетающих из образца γ -квантов составляет ~ 13 см. Геометрическая эффективность детектора $\sim 98\%$. Общий объем сцинтиллятора ~ 200 л. Толщина конвертера составляла ~ 0.3 г/см² в измерениях с образцом ^{235}U и ~ 2 г/см² в измерениях с образцом ^{239}Pu . Образец ^{239}Pu имел диаметр 20 мм и толщину 0.143 г/см². Образец ^{235}U состоял из 6 одинаковых дисков диаметром 29 мм и толщиной 0.06 г/см² каждый, разнесенных на 10 мм друг от друга, что уменьшает поглощение γ -квантов в самом образце. В измерениях с образцом ^{239}Pu конвертер окружался свинцом толщиной 0.25 мм для уменьшения загрузки детектора естественной активностью образца.

Результатом измерений являлись 4 группы одновременно измеряемых времяпролетных спектров, соответствующих кратностям совпадений k от 1 до 15 и выше 15 при условии энерговыделения во всем детекторе E^{Σ} больше 0,6 МэВ, 0,8 МэВ, 1,1 МэВ, 1,5 МэВ. После каждого зарегистрированного акта аппаратура детектора запиралась на 50 мкс, чтобы исключить регистрацию фона осколков деления. Просчеты учитывались с помощью генератора случайных импульсов, сигналы от которо-

го проходили через весь электронный тракт детектора.

Для определения величины α из измеряемых спектров множественности $N(i, k)$, где i — номер канала времяпролетного спектра, находились формы $\delta(k)$ и $f(k)$ распределений по кратности чисел зарегистрированных актов захвата и деления соответственно. Форма $\delta(k)$ определяется довольно просто, благодаря наличию в спектрах $N(i, k)$ области кратности совпадений $k \geq k_r$, где события захвата не регистрируются. Для этого достаточно спектры множественности двух резонансов, на которых значения α различны, привести по области $k \geq k_r$ к единому значению эффекта деления и вычесть друг из друга. Результирующий спектр после нормировки дает форму $\delta(k)$ захвата.

Определить форму $f(k)$ аналогичным путем не удается, поскольку в спектрах $N(i, k)$ отсутствует область, где события деления не регистрируются. Однако, благодаря высокому качеству спектрометра множественности, в области кратности совпадений $k \leq 3$ регистрируется всего лишь $\sim 2\%$ эффекта деления. Наличие такой области позволяет достаточно точно определить форму $f(k)$ для всей области $k \geq 1$, исходя из приближенного знания вклада деления в области малых k . Заметим, что для определения $f(k)$ нет необходимости знания его абсолютных значений в области малых k . Достаточно знать, например, отношение $\mu = f(k=5) / \{f(k=4) + f(k=3)\}$, характеризующее относительный ход $f(k)$. Для определения этого отношения проводились измерения спектра множественности спонтанного деления ^{252}Cf . Эти измерения проводились с обоими используемыми конвертерами. Варьируя число работающих секций детектора, длительность импульса, в течение которого считывались совпадения от секций детектора, уровень дискриминации энергии осколка, были получены различные формы $f(k)$ и разные значения μ . Оказалось, что при заданном положении максимума формы $f(k)$ величина μ меняется слабо ($\Delta\mu/\mu \leq 4\%$). Это можно объяснить тем, что ход кривой $f(k)$ в области малых k формируется за счет событий с высокой суммарной множественностью δ -квантов и нейтронов и обусловлен попаданием нескольких частиц в одну секцию, т.е. относительный ход кривой $f(k)$ в области малых k в основном предопределен положением максимума. Поэтому можно считать, что при одинаковом положении максимумов форм $f(k)$ ^{235}U и ^{252}Cf значения μ для них примерно одинаковы. Определив положение максимума формы $f(k)$ для ^{235}U (что можно сделать достаточно точно в предположении $f(k=3)=0$), легко найти соответствующие значения μ и восстановить ход $f(k)$ в области малых k .

Формы $\delta(k)$ и $f(k)$ определялись при всех четырех порогах дискриминации E^2 . На основании $\delta_j(k)$ и $f_j(k)$ были получены числа зарегистрированных актов захвата Γ_j и деления F_j для каждого иссле-

дуемого резонанса. Отметим, что при уровне дискриминации $E^z = 0.6$ МэВ в области $k \leq 6$, где сосредоточено примерно 92% эффекта захвата, вклад эффекта деления составляет всего 19%.

Эффективности регистрации актов захвата ϵ_f и деления ϵ_d определялись посредством экстраполяции кривых зависимости Γ_j и F_j от E^z к нулевому порогу ($E^z = 0$). 100%-ная эффективность регистрации при нулевом пороге была установлена в измерениях с радиоактивными источниками ^{60}Co и ^{252}Cf . Эффективности регистрации актов захвата и деления при уровне дискриминации $E^z = 0.6$ МэВ составляли $\epsilon_f = (96, 8 \pm 0, 6)\%$, $\epsilon_d = (99, 8 \pm 0, 1)\%$ в измерениях с ^{235}U и $\epsilon_f = (96, 6 \pm 0, 7)\%$, $\epsilon_d = (99, 3 \pm 0, 1)\%$ в измерениях с ^{239}Pu .

Полученные значения α для 15 резонансов ^{235}U приведены в табл. I, а для 19 резонансов ^{239}Pu - в табл. 2. В них же указаны энергетические интервалы, по которым определялись значения "эффекта" и "фона". Для некоторых резонансов "фон" определялся по двум областям. Систематическая ошибка, вошедшая в полную, включает в себя погрешность определения величины μ ($\Delta\mu/\mu \approx 4\%$ для ^{235}U и $\sim 4,5\%$ для ^{239}Pu , а также эффективностей ϵ_f и ϵ_d . Из таблиц видно, что точность полученных значений α высокая. Для большинства резонансов она не хуже 2% для ^{235}U и 3% для ^{239}Pu . Столь малые ошибки и большой диапазон изменения α на этих резонансах позволяют с такой же точностью калибровать полученные из измерения относительного хода значения α . Более того, широкий диапазон изменения α позволяет проводить такую калибровку при любой (не только линейной) однозначной связи измеряемых на эксперименте величин с величиной α .

В табл. I приведены также результаты, полученные из числовых данных работы [3]. Для того, чтобы иметь возможность сравнивать настоящие результаты с результатами из [3], в последней производилось вычитание той части сечений σ_f и σ_d , которая в нашей работе вычиталась вместе с "фоновой подложкой". Для уровней с $E_0 < 6$ эВ сравнение произвести не удалось из-за широкого шага усреднения имеющихся в нашем распоряжении результатов работы [3]. В табл. 2 приведены также результаты работы [4]. Сравнение полученных в настоящей работе результатов с результатами работ [3] и [4] показывает, что последние систематически выше. Выявленное расхождение является стимулом дальнейших измерений величины α и исследования связи измеряемых на эксперименте величин с сечениями захвата, деления и величиной α .

Таблица 1

Е. (эВ)	Границы "эффекта" (эВ)	Границы "фона-1" (эВ)	Границы "фона-2" (эВ)	α (наст. раб.)	α [4]
3,61	3,509+ 3,720	4,144 + 4,274	2,299+ 2,352	0,732 ± 0,014	
4,85	4,754+ 4,945	4,242 + 4,403		8,262 ± 0,165	
6,39	6,267+ 6,507	7,857 + 7,928	6,689+ 6,802	3,033 ± 0,060	3,640
7,08	6,957+ 7,213	7,857 + 7,928		1,188 ± 0,023	1,440
8,78	8,609+ 8,982	7,618 + 7,928		0,397 ± 0,012	0,437
9,28	9,178+9,381	9,432 + 9,643		С,595 ± С,018	0,658
11,66	11,520+11,820	10,674+10,941		7,692 ± С,154	8,680
12,39	12,192+12,599	10,612+10,941		1,451 ± 0,029	1,660
14,02	13,617+14,270	14,675+15,116		0,077 ± 0,009	0,088
15,40	15,243+15,568	14,765+15,074	17,307+17,489	С,843 ± 0,025	0,938
16,08	15,904+16,250	17,307+17,489		1,882 ± 0,037	2,140
18,05	17,835+18,274	18,387+18,586	17,282+17,489	0,351 ± С,014	0,331
19,30	19,084+19,539	18,387+18,586	17,230+17,621	0,681 ± С,013	0,759
21,07	20,87 +21,25	21,83 +22,23		1,345 ± 0,027	1,650
32,07	31,80 +32,35	32,68 +32,95	31,23 +31,48	0,658 ± 0,013	0,679

Таблица 2

Е. (эВ)	Границы "эффекта" (эВ)	Границы "фона-1" (эВ)	Границы "фона-2" (эВ)	α (наст. раб.)	α [4]
7,82	7,625- 8,015	6,672 -6,991		С,814 ± 0,014	0,85
10,93	10,688-11,205	9,385 -9,810		0,256 ± С,008	0,27
11,89	11,661-12,129	9,385 -9,810		1,428 ± С,038	1,56
14,31	14,193-14,435	13,328-13,682		0,533 ± С,011	0,55
14,68	14,938-14,534	13,328-13,682		1,095 ± С,017	1,13
17,66	17,428-17,960	19,099-19,709	16,553-16,920	1,041 ± 0,028	1,14
22,29	22,001-22,565	20,514-21,022		0,616 ± 0,012	0,64
26,24	26,018-26,571	24,652-25,162	28,289-28,918	0,856 ± 0,014	0,91
44,48	44,092-44,941	42,515-43,217	45,374-46,204	8,964 ± 0,253	9,52
52,60	51,965-53,330	50,911-51,434	53,820-54,893	5,152 ± 0,139	
55,63	55,332-55,999	53,820-54,893		1,471 ± 0,022	
57,44	56,832-58,076	53,609-54,893		0,044 ± С,006	
65,71	65,050-66,381	69,377-71,704		0,773 ± С,013	
74,05	73,584-74,379	77,450-78,932	69,377-71,704	0,978 ± С,030	
74,95	74,494-75,891	77,450-78,932	69,377-71,704	С,436 ± 0,010	
106,67	106,04-107,22	107,82-109,03	77,450-78,932	1,609 ± 0,033	
116,03	115,40-116,74	107,82-109,03	112,14-114,30	С,183 ± 0,009	
118,83	117,87-119,49	107,82-109,03	112,14-114,30	0,979 ± 0,034	
164,54	162,87-165,12	153,97-150,95	174,20-171,36	5,408 ± 0,117	

Список литературы

1. Мурадян Г.В. и др. Препринт ИАЭ-2634, 1976.
2. Мурадян Г.В. Атомная энергия, 1981, т.50, вып.6, с.394-398.
3. Gwin R. et al. Nucl. Sci. Engng, 1976, v. 59, p. 79 - 105.
4. Gwin R. et al. Nucl. Sci. Engng, 1970, v. 40, p. 306 - 316.

СЕЧЕНИЕ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА ^{237}Np ПРИ $E_n = 0,3 + 1,9$ МэВ

Ю.Н.Трифимов, Ю.А.Немилов.

(Радиевый институт им. В.Г.Хлопина)

Методом активации измерены сечения реакции $^{237}\text{Np}(n, \gamma)^{238}\text{Np}$ при 7 энергиях нейтронов от 0,3 до 2,0 МэВ. Нейтроны получали из реакции $^3\text{H}(p, n)^3\text{He}$ на электростатическом ускорителе. Измерения выполнены относительно сечения радиационного захвата ^{197}Au .

Activation cross sections for $^{237}\text{Np}(n, \gamma)^{238}\text{Np}$ reaction have been measured at 7 neutron energies between 0,3 and 2,0 MeV. Neutrons were produced by means of the $^3\text{H}(p, n)^3\text{He}$ reaction using Van de Graaff accelerator. The measurements were made relative capture cross section of ^{197}Au .

Наработка ^{238}Pu в реакторе обычно осуществляется по реакции: $^{237}\text{Np}(n, \gamma)^{238}\text{Np} \xrightarrow{\beta^-} ^{238}\text{Pu}$. После очистки от побочных радиоактивных продуктов изотоп ^{238}Pu , имеющий очень низкий γ -фон, широко используется в качестве безопасного источника энергии в био-медицине, энергетике, космосе.

Однако в литературе отсутствуют экспериментальные данные по радиационному захвату ^{237}Np в области энергий нейтронов выше 1,5 МэВ, а для более низких энергий экспериментальные результаты [1] в 2 - 3 раза превышают оценочные данные ряда библиотек [2,3]. Предпринятые нами измерения относятся к области энергий нейтронов от 0,3 до 1,9 МэВ, где расхождения между имеющимися оценками и экспериментальными результатами наиболее велики.

Методика эксперимента

Нейтроны получались из реакции ${}^3\text{H}(\text{p}, \text{n}){}^3\text{He}$ при бомбардировке тритий-титановых мишеней протонами, ускоренными на электростатическом ускорителе Радиевского ин-та им. В. Г. Хлопина. Облучаемый образец, соединение $\text{NpO}_2(\text{NO}_3)_2$, в виде порошка помещали между тонкими полиэтиленовыми плёнками на расстоянии 12 мм от источника нейтронов. Интегральный поток нейтронов измерялся методом активационных детекторов из золота. Два детектора диаметром 6 мм и толщиной 0,08 мм располагались с двух сторон вплотную к образцу нептуния и полностью закрывали его. Разность активаций ближнего и дальнего детектора из золота не превышала 8%. Для исключения возможного влияния на измерения тепловых нейтронов образец и активационные детекторы закрывались кадмисовой фольгой, несмотря на то, что в специальных опытах тепловые нейтроны обнаружены не были.

Чтобы убедиться в отсутствии активации образцов нептуния и золота фоновыми нейтронами из реакций (p, n) от бомбардировки протонами диафрагм и подложки мишени, производилось облучение с идентичной мишенью, в которой вместо трития был дейтерий. Активации нептуния и золота в этом случае не было обнаружено. Время облучения образца при данной энергии составляло 48 ч. Поток нейтронов мониторировался с помощью сцинтилляционного детектора нейтронов. Изменения в потоке нейтронов при облучении практически одинаково сказывались на активации золота и нептуния, продукты активации которых имеют сравнимые периоды полураспада (2,695 дн. у ${}^{198}\text{Au}$ и 2,117 дн. у ${}^{238}\text{Np}$).

Масса облучаемого ${}^{237}\text{Np}$ определялась двумя методами: путём сравнения интенсивности γ -линии ${}^{237}\text{Np}$ с энергией 86,5 кэВ с эталонным препаратом и по интенсивности γ -линии с энергией 415,8 кэВ ${}^{233}\text{Pa}$, находящегося в равновесии с ${}^{237}\text{Np}$. Измеренные таким образом массы совпали с точностью $\pm 3\%$.

Активность облучённого образца измеряли по γ -линии ${}^{238}\text{Pu}$ с энергией 984 кэВ. Энергии и интенсивности γ -пиков измеряли $\text{Ge}(\text{Li})$ спектрометром с детектором объёмом 38 см^3 и разрешением 3 кэВ на линии 1332 кэВ. Калибровка спектрометра проводилась с помощью набора эталонных γ -нуклидов (ОСГИ) и образцовых γ -источников ВНИИМ. Для определения относительной эффективности $\text{Ge}(\text{Li})$ -детектора использовался нуклид ${}^{226}\text{Ra}$, находящийся в рав-

новесии с дочерними продуктами распада. Для тех же целей использовался получаемый в результате реакций (d, n) и (p, γ) на ^{47}Ti нуклид ^{48}V , одна из линий которого с $E_\gamma = 983,3$ кэВ (квантовый выход $\approx 100\%$) близка к измеряемому γ пику ^{238}Pu ($E_\gamma = 984,4$ кэВ).

Перед спектрометром устанавливался фильтр из 6 мм свинца и 1 мм кадмия. Фильтр подавлял интенсивную, но мягкую активность продуктов распада ^{233}Pa и, таким образом, улучшал условия счёта более жёсткого спектра ^{238}Pu . На рис. I приведён спектр облучённого образца ^{237}Np .

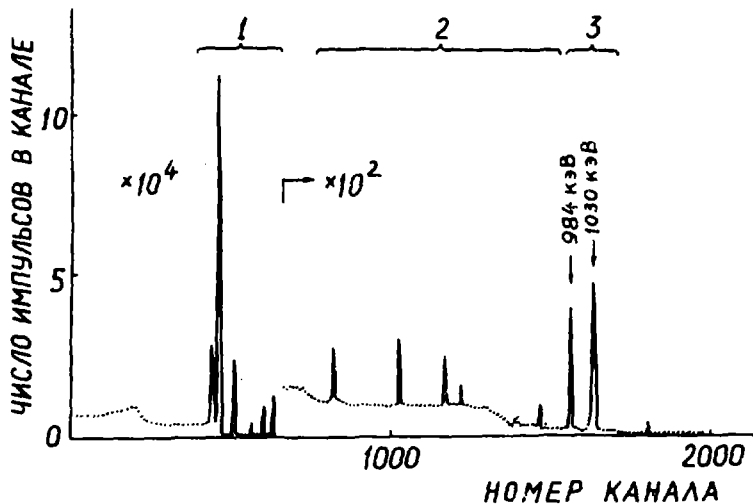


рис. I. γ -спектр ^{237}Np , облучённого нейтронами с $E_n = 1,9$ МэВ:
1 - ^{233}Pa ; 2 - продукты деления ^{237}Np ; 3 - ^{238}Pu

Пики излучения ^{238}Pu с $E_\gamma = 984,4$ кэВ и 1030 кэВ хорошо выделяются, поэтому химической очистки от продуктов деления и от ^{233}Pa не требовалось.

Для определения вклада рассеянных нейтронов использовали различный ход зависимости сечения активации ^{115}In от энергии нейтронов в реакциях (n, n') и (n, γ) . Примесь рассеянных нейтронов, по нашей оценке, составляет $(3 \pm 1)\%$ от основного потока нейтронов.

Результаты измерений

Результаты наших измерений вместе с соответствующими погрешностями приведены на рис.2, где показаны также экспериментальные данные работы [1] и данные оценок сечений радиационного захвата ядра ^{237}Np [2,3]. Экспериментальные результаты работы [4] на рис.2 не представлены, так как они практически повторяют оценочные данные работ [2,3]. Разброс в энергии нейтронов, показанный на рис.2 горизонтальными отрезками, обусловлен энергетическими потерями протонов в титано-трисезевых мишенях и телесным углом образца относительно источника нейтронов.

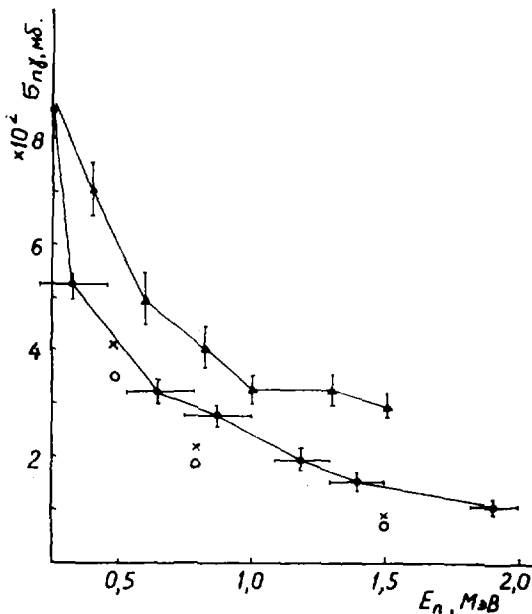


Рис.2. Зависимость сечения радиационного захвата ядра ^{237}Np от энергии быстрых нейтронов.

Данные работ: \times — настоящей; \blacktriangle — [1]. Расчётные (оценочные) данные: \times — CARN IV [3]; \circ — KEDAK; ENDF/V — V

Определённые нами сечения радиационного захвата ядра ^{237}Np оказались в 1,5 + 2 раза выше оценочных данных библиотек ENDF/V — V, KEDAK, CARN IV и существенно ниже экспериментальных данных работы

[I] в области энергии нейтронов $0,8 \pm 2,0$ МэВ. При $E_n = 0,5$ МэВ наши измерения совпадают с оценочными данными библиотеки *CARN*, а при $E_n = 0,3$ МэВ согласуются с результатами работ [I] в пределах экспериментальных ошибок.

Приведённые на рис.2 погрешности сечения складываются из статистической точности измерения активности ^{198}Au - 0,5%, те же для ^{238}Np - 1,5%, поправка на самопоглощение γ -излучения в образце - 1,5%, неточности градуировки γ -спектрометра - 2%, неточности знания сечения радиационного захвата ^{197}Au - 3%.

При расчёте сечения радиационного захвата ядра ^{237}Np были использованы следующие литературные данные: период полураспада ^{238}Np - $2,117 \pm 0,002$ дн. [5], те же для ^{198}Au - $2,695 \pm 0,001$ дн. [6], квантовый выход γ -излучения с $E_\gamma = 984$ кэВ для ^{238}Pu - $22,7 \pm 0,7\%$ [7], те же для ^{198}Au с $E_\gamma = 411,8$ кэВ - $95,53 \pm 0,05\%$ [6], сечение радиационного захвата ядра ^{197}Au [2].

Список литературы

1. Stuegeria D.C., Schmidt M., Keedy C.R. - Nucl.Sci. and Engng, 1967, v.29, p.218.
2. BNL / NCS - 50446, ENDF / B-IV Dosimetry File, N.Y., 1975.
3. Derrien H., Fort E. - Proc. International Conference Neutron Cross Section and Technology. Oct. 22-26, 1979. Knoxville, 1980, p.872.
4. Lindner M., Nagle R.J., Landrum I.H. - Nucl.Sci. and Engng, 1976, v.59, p.381.
5. INDC / NDC - 108 / N, Sept. 1979, Vienna, IAEA.
6. Гусев Н.Г., Дмитриев П.П. Квантовое излучение радиоактивных нуклидов, Спр., М., Атомиздат, 1977.
7. Бунуев А.В., Матвеев О.В., Озерков В.Н., Чачин В.В. - ВАНТ, сер.: Яд. константы, М., Атомиздат, 1982, вып.2 (46), с.30 - 31.

ИЗУЧЕНИЕ СЕЧЕНИЯ УВОДА ПОД ПОРОГ ДЕЛЕНИЯ УРАНА-238

В.М.Литяев, В.А.Дулин, В.В.Коробейников, А.М.Цибуля,
И.В.Коробейникова
(ФЗИ)

Проведено измерение пропусканий нейтронов спектра деления ^{252}Cf камерой деления со слоем в сферической геометрии для железа, никеля, нержавеющей стали и урана-238. Полученные результаты сравниваются с расчетами, выполненными методом Монте-Карло, а так же с экспериментальными данными других авторов.

The measurement of transmission of fission neutrons of ^{252}Cf by the uranium-238 fission chamber in spherical geometry for Fe, Ni, stainless steel and ^{238}U was carried out. The obtained results are compared with calculations carried out by Monte-Carlo method and with another experimental data.

При выработке систем групповых констант для расчета реакторов и защиты обычно используются данные интегральных экспериментов [1]. Среди интегральных экспериментов значительное место занимают эксперименты по измерению сечений увода под порог деления ^{238}U . Погрешность, с которой на сегодняшний день мы знаем сечения увода под порог деления ^{238}U , вносит существенный вклад в неопределенность основных реакторных функционалов [9].

Измерения сечений увода под порог деления ^{238}U проводились ещё в 50-х годах в опытах по сферическому пропусканию в нашей стране И.И.Бондаренко [2], Г.Н.Ловчиковой [3], В.И. Андреевым [4] и в США: Бете, Бейстером, Картером [5]. В таблице I приведены сечения увода под порог деления ^{238}U , полученные из этих экспериментов для Fe, Ni и ^{238}U и рассчитанные Н.О.Базазянц по константам БНАБ-78 [1] и БНАБ-64 [8]. На рис. I даны расхождения между результатами эксперимента [5] и расчетными значениями сферических пропусканий (точнее - отличиями пропусканий от I; $\Delta T = I - T$) в зависимости от толщины сферических оболочек из железа. В первом приближении можно считать, что сечение увода $\Sigma_{\text{ув}}$ под порог деления ^{238}U пропорционально ΔT для экспериментов, проводимых в условиях "хорошей" геометрии.

Таблица I
Сравнение сечений увода под порог деления ^{238}U

Элемент	Эксперимент	Расчет БНАБ-64	Расчет БНАБ-78
Fe	$0,72 \pm 0,05$ 2	0,69	0,64
	$0,73 \pm 0,04$ 3		
	$0,69 \pm 0,04$ 5		
Ni	$0,71 \pm 0,05$ 5	0,70	0,70
$\text{U} - 238$	$2,08 \pm 0,1$ 2	2,08	2,11

Из результатов (табл. I) видно, что сечения увода, рассчитанные по БНАБ-64, лучше согласуются с экспериментом. В этом нет ничего удивительного: именно на эти данные и опиралась система БНАБ-64.

В ранее проведенных опытах по сферическому пропусканию использовалась обратная геометрия, в которой пороговый детектор помещался внутри сферы, а источник нейтронов был удален. В качестве источника нейтронов использовалась тонкая пластинка ^{235}U , облученная тепловыми нейтронами. Сечение увода основных реакторных материалов, полученных из этих опытов, имеют погрешность 6-15%. В настоящее время появилась потребность в знании сечения увода с точностью не хуже 5%, что позволяет в расчетах $K_{\text{эфф}}$ и КВ снизить погрешность, связанную с неопределенностью в сечениях неупругого рассеяния нержавеющей стали и ^{238}U .

Для удовлетворения возросших требований к точности знания сечений увода под порог деления ^{238}U возникла необходимость повторить эксперименты по сферическому пропусканию в контролируемых условиях с использованием современной экспериментальной техники. Созданное на сегодняшний день программное обеспечение позволяет не только оперативно провести анализ таких экспериментов, но и оперативно их спланировать. В данной работе приводятся результаты расчетно-экспериментального анализа сферических пропусканий для сфер из ^{238}U , железа, никеля и нержавеющей стали. Измерения проводились камерой деления. В качестве источника нейтронов использовался ^{252}Cf , который помещался внутри исследуемой сферы.

Расчетное моделирование эксперимента проводилось методом Монте-Карло по программе ММК-22 [6]. Для расчета спектра нейтронов утечки был написан специальный модуль и включен в ММК-22. В качестве постоянного обеспечения использовалась система АРА-МАКО-2Г [7]. Для передачи констант из АРАМАКО-2Г в ММК-22 использовался модуль А2Г [8]. Геометрия расчета одномерная сферическая. На рис. 2 приведена расчетная модель экспериментальной установки. Проводились расчеты, моделирующие пропускание нейтронов в "плохой" геометрии - Т^{ПГ} (геометрия эксперимента) и "хорошая" (в этом случае предполагается, что детектор удален от сферы на бесконечность). Формула для расчета пропускания имеет вид:

$$T_{ПГ} = \frac{\sum_g \sigma_{f,g}^0 \varphi_g(\Delta R)}{\sum_g \sigma_{f,g}^0 \varphi_g^0}, \quad (1),$$

здесь $\varphi_g(\Delta R)$ - поток нейтронов, вылетающих из сферы и попавших в активный слой камеры деления;

φ_g^0 - поток нейтронов источника в активном слое камеры деления.

Экспериментальные результаты переводились к хорошей геометрии расчетным путем.

В таблице 2 приведены результаты расчетных и экспериментальных пропусканий для Fe, Ni, ²³⁸U и нержавеющей стали, а на рис. 1 нанесены для сравнения с экспериментами работы [5] новые результаты для железа. Видно, что в пределах ошибок эксперимента и расчета новые результаты не противоречат экспериментам работы [5]. Из таблицы 2 видно, что наибольшие расхождения между расчетом и экспериментом получились для сферы из железа с ΔR = 1 см и никеля. Расхождения для сферы из железа могут быть связаны со статистической погрешностью расчета. Расхождения между расчетом и экспериментом в никелевой сфере связаны не только со статистической ошибкой, но также и с методическими причинами. Так как порог деления ²³⁸U совпадает с порогом неупругого рассеяния на Ni, то для точного моделирования эксперимента с Ni необходимо закладывать в расчет более подробную, чем это возможно в 26-ти групповой системе констант, энергетическую зависимость сечений Ni. Другим источником погрешностей для всех рассмотренных сфер может быть пространственная зависимость самоэкранировки сечений изотопов, входящих в состав исследуемых материалов. Такой анализ

можно сделать, используя расчеты методом Монте-Карло с подгрупповым описанием сечений. Дополнительным источником погрешностей может служить приближенный учет анизотропии упругого рассеяния. Хотя указанные выше причины расхождений и не приведут к существенному изменению результатов расчета, однако результаты расчетов будут окончательными только после введения поправок на все отмеченные эффекты.

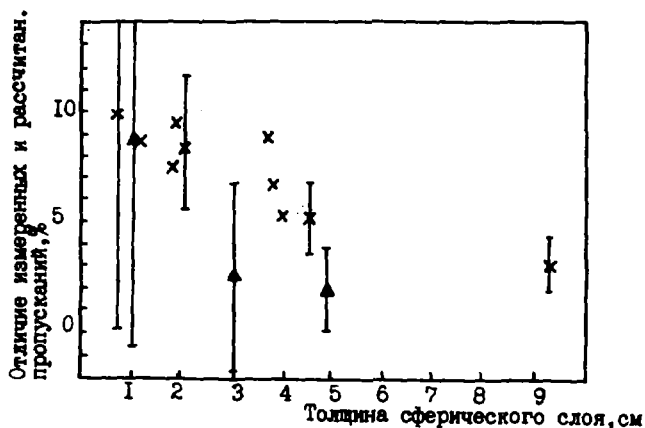


Рис. 1. Сравнение расчетных и экспериментальных пропусков в железных сферах:

x - работа [5],
▲ - настоящая работа

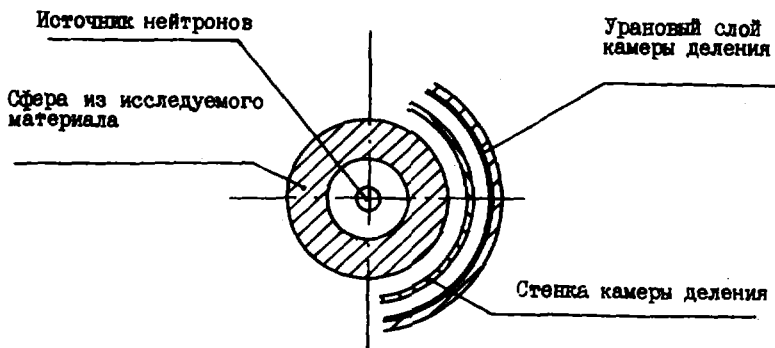


Рис. 2. Расчетная модель эксперимента

Таблица 2
Сравнение расчетных пропусков с экспериментальными

	$\Delta R(\text{см})$	$T_{\text{эксп}}$	$\delta T_{\text{расч}}$	$T_{\text{эксп}}^{\text{хг}}$	$T_{\text{расч}}$	$\frac{\Delta T_{\text{эксп}}^{\text{хг}} - \Delta T_{\text{расч}}}{\Delta T_{\text{эксп}}} \cdot 100\%$
Fe	1,0	$0,989 \pm 0,002$	$0,052 \pm 0,003$	$0,937 \pm 0,004$	$0,943 \pm 0,006$	8 ± 10
	3,0	$0,874 \pm 0,003$	$0,077 \pm 0,003$	$0,797 \pm 0,004$	$0,802 \pm 0,006$	3 ± 5
	4,9	$0,758 \pm 0,002$	$0,072 \pm 0,002$	$0,686 \pm 0,003$	$0,692 \pm 0,003$	2 ± 2
Сталь	3,0	$0,876 \pm 0,002$	$0,076 \pm 0,003$	$0,798 \pm 0,004$	$0,786 \pm 0,006$	-6 ± 5
	4,9	$0,751 \pm 0,002$	$0,074 \pm 0,003$	$0,677 \pm 0,004$	$0,673 \pm 0,006$	-1 ± 3
	7,0	$0,645 \pm 0,002$	$0,065 \pm 0,003$	$0,580 \pm 0,004$	$0,568 \pm 0,006$	-3 ± 2
NL	4,9	$0,733 \pm 0,002$	$0,072 \pm 0,003$	$0,661 \pm 0,004$	$0,631 \pm 0,006$	-9 ± 3
V-238	4,93	$0,632 \pm 0,002$	$0,070 \pm 0,003$	$0,562 \pm 0,004$	$0,574 \pm 0,006$	3 ± 2

$T_{\text{эксп}}$ - экспериментальное пропускание,
 $T_{\text{расч}}$ - расчетное пропускание в "хорошей" геометрии,
 $\delta T_{\text{расч}} = T_{\text{расч}}^{\text{нр}} - T_{\text{расч}}$,
 $T_{\text{эксп}}^{\text{хг}} = T_{\text{эксп}} - \delta T_{\text{расч}}$,
 $\Delta T_{\text{эксп}}^{\text{хг}} = 1 - T_{\text{эксп}}^{\text{хг}}$,
 $\Delta T_{\text{расч}} = 1 - T_{\text{расч}}$,
 $\Sigma \text{ув} \sim \Delta T^{\text{хг}}$

Список литературы

1. Л.П.Абагян, Н.О.Базазянц, М.Н.Николаев, А.М.Цибуля. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. М.: Энергоиздат, 1981 г.
2. Бондаренко И.И. Seminar Physics of Fast and Intermediate Reactors. Seminar Proceeding, IAEA, Vienna 1962, vol.2, p.159.
3. Ловчинова Г.Н. и др. "Атомная энергия" 1961, т. II, с.430.
4. Андреев В.Н. Сб.-"Нейтронная физика". Атомиздат, М., 1961, с.287.
5. Bethe H.A. et al. Nucl. Energy, 1956, v./, p.273; 1957, v.4, p.3; 1957, v.4, p.147.
6. Франк-Каменецкий А.Д. Библиотека программ на ФОРТРАНе для расчета реакторов методом Монте-Карло. В кн. Сборник докладов по программам и методам физического расчета быстрых реакторов: Доклады совещания СЭВ, Димитровград, 1975, с.250-254.
7. Базазянц Н.О. и др. АРАМАКО-2F - система обеспечения нейтронными константами расчетов переноса излучения в реакторах и защите ИПМ, М., 1976.
8. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Бондаренко И.И., Николаев М.Н. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1964.
9. Алексеев П.Н., Мантуров Г.Н., Николаев М.Н. Оценка погрешностей расчета коэффициентов критичности и воспроизводства энергетических быстрых реакторов из-за неточности нейтронных данных. "Атомная энергия", 1980, т.49, вып.4, с.221.

ИЗМЕРЕНИЕ ОТНОШЕНИЙ СЕЧЕНИЙ ДЕЛЕНИЯ ^{238}U И ^{235}U В ДИАПАЗОНЕ ЭНЕРГИЙ НЕЙТРОНОВ 0,85 + 3,72 МэВ

Х.Д.Андросенко, Г.Г.Королёв, Д.Л.Шпак
(ФЭИ)

Представлены результаты измерений отношений сечений деления урана - ^{238}U и урана- ^{235}U в диапазоне энергий нейтронов 0,85 + 3,72 МэВ. Источником нейтронов служила реакция $\text{T}(\rho, n)$, осуществляемая на электростатических генераторах. В качестве детекторов осколков деления использовались цилиндрические стёкла.

Measurements of the fission cross section ratio of the U-238 and U-235 were carried out in the 0,85 to 3,72 MeV using glass detector. Neutrons were produced by the use a Van de Graaf generator T p,n He reactions were employed.

К настоящему времени в литературе имеется достаточно большое количество работ [1-9], посвященных измерениям отношения сечения деления урана-238 к сечению деления урана-235. Этот значительный интерес к изучению отношений сечения деления урана-238 к сечению деления урана-235 вызван тем, что современная практика реакторостроения предъявляет самые высокие требования к точности получаемых результатов. Несмотря на сравнительно хорошую точность отдельных измерений, расхождения результатов разных авторов имеют довольно значительный разброс. Особое внимание следует обратить на существенное различие полученных результатов ниже $E_n < 1,70$ МэВ методикой времени пролёта и на монохроматических нейтронах, получаемых с использованием реакции $\text{T}(\rho, n)$ на электростатических ускорителях. В большинстве вышеуказанных работ в качестве детекторов осколков деления использовалась ионизационная камера с парой слоев урана-238 и урана-235, расположенных вплотную друг к другу под одним телесным углом, что исключало необходимость измерения потока нейтронов.

Тщательный анализ имеющихся в настоящее время экспериментальных результатов, а также методик измерений показал, что в вышеуказанных методиках имеется два существенных фактора, которые могут привести к довольно значительному различию данных отдельных авторов. Одним из этих факторов являются размеры нейтронных мишеней делящихся слоев и расстояния между ними. В случае значительной неравномерности толщины делящихся слоев (5-10%), а также зависи -

мости выхода нейтронов по площади нейтронной мишени (диаметр делящихся слоёв ≈ 10 мм, нейтронных мишеней $\approx 6-8$ мм и расстояния между ними $\approx 20 + 30$ мм), как показал эксперимент [10], различие в измеряемой величине может достигать $5+10\%$. Другим фактором может служить неполная регистрация осколков деления в полусфере, что в силу довольно многообразной зависимости угловых распределений осколков деления от энергии нейтронов может приводить к заметному отклонению измеряемой величины в различных опытах.

В настоящей работе представляются результаты отношения сечения деления урана-238 к сечению деления урана-235, полученных из результатов измерения угловых распределений осколков деления трековой методикой в $4-\pi$ геометрии [11]. Эта методика кроме информации об угловых распределениях осколков деления в зависимости от угла θ по отношению к направлению потока нейтронов даёт возможность получать числовые величины, пропорциональные плотности осколков деления на поверхности вполне определенной полусферы. Эти величины в дальнейшем нами были использованы для нахождения отношений деления урана-238 и урана-235. Кроме того, используемая методика позволила наряду с существенным увеличением светосилы эксперимента уменьшить размеры делящихся слоёв, нейтронных мишеней и увеличить расстояния между источником нейтронов и делящимся слоем и тем самым свести различие получаемых величин в зависимости толщины делящихся слоёв до величины $\approx 0,3\%$. Применение данной методики для получения информации отношений сечений деления полностью исключает погрешности, вносимые многообразной зависимостью угловых распределений осколков деления от энергии нейтронов.

Измерения проводились на электростатическом и каскадном ускорителях ЭГ-1 и КГ-2,5 ФЭИ с использованием реакции $T(\rho, n)$ на твёрдых мишенях из гидрида скандия на молибденовых и медных подложках (медные подложки использовались до $E_p \leq 2,0$ МэВ). Энергия нейтронов получалась в реакции $T(\rho, n)$ под углом 15° к направлению пучка падающих на мишень протонов.

В эксперименте использовались слои из окислов урана на алюминиевых подложках следующего изотопного состава, %: урана-238 40-кратного обеднения и урана-235 - 99,97. Абсолютизация данных относительных измерений производилась путем нормировки к результатам работы [9]. Различные компоненты нейтронного фона и вносимые поправки определялись нами, как описано в работах [9,12], Особое внимание, как отмечалось в работе [10], было обращено на нейтрон-

ный фон рассеянных на конструкции головки мишенедержателя. Существенной оказалась поправка, вносимая нейтронами из реакции $\int_{\sigma} (\rho, n)$ при $E_n > 2,9$ МэВ, и на её определение уделялось особое внимание.

Результаты отношений сечений деления урана-238 и урана-235, полученных в настоящей работе, приведены в табл. I. Указанная полная погрешность результатов измерения является средней квадратичной суммой всех выявленных неопределенностей. В табл. 2 показан вклад всех существенных компонент вносимых погрешностей при $E_n = 3,4$ МэВ. На рис. I результаты настоящей работы сравниваются с данными других авторов. Результаты настоящей работы имеют сравнительно хорошее согласие с приведенными на рис. I данными других авторов для $E_n \geq 1,8$ МэВ. В драматической подпороговой области различия существенны. Наибольшее различие обнаруживается между результатами, полученными методикой времени пролёта и данными настоящей работы. Из рис. I видно, что максимальное отклонение наблюдается при $E = 0,9$; 1,2 и 1,5 МэВ. Эти отклонения хорошо коррелируют с обнаруженными в работах [13-14] и настоящей работе резонансами в угловой анизотропии осколков деления. Для большей наглядности обнаруженного эффекта на рис. 2 приводятся результаты настоящей работы и работы [5], имеющие наибольшее различие в полулогарифмическом масштабе. Из рис. 2 и верхней части рис. I видно, что наблюдаемые расхождения в подпороговой области энергий нейтронов могут быть связаны, как указывалось выше, с неполной регистрацией осколков деления в полусфере посредством ионизационных камер.

Таблица 1

$E_n, \text{МэВ}$	$\Delta E_n, \text{кэВ}$	$\frac{\sigma}{\sigma_0} \cdot 10^{-5}$	$\frac{\Delta \sigma}{\sigma} \cdot 10^{-5}$	$E_n, \text{МэВ}$	$\Delta E_n, \text{кэВ}$	$\frac{\sigma}{\sigma_0} \cdot 10^{-5}$	$\frac{\Delta \sigma}{\sigma} \cdot 10^{-5}$
0,850	20	0,0029	6,34	1,850	25	0,377	1,4
0,900	20	0,0045	6,07	1,900	25	0,403	1,36
0,950	20	0,008	5,86	1,950	25	0,401	1,61
1,000	20	0,011	5,44	2,000	25	0,407	1,54
1,050	20	0,011	5,42	2,050	25	0,431	1,67
1,100	20	0,013	4,18	2,100	25	0,436	1,63
1,150	20	0,021	3,64	2,120	25	0,433	1,46
1,200	20	0,028	3,12	2,140	25	0,444	1,52
1,250	20	0,029	2,16	2,180	25	0,428	1,41
1,280	25	0,043	2,07	2,220	25	0,439	1,36
1,300	20	0,045	1,98	2,240	25	0,429	1,46
1,310	25	0,058	1,87	2,300	25	0,425	1,46
1,350	25	0,084	1,96	2,340	25	0,451	1,39
1,370	25	0,096	1,76	2,450	25	0,440	1,38
1,440	25	0,185	1,14	2,540	25	0,434	1,54
1,500	25	0,237	1,26	2,650	25	0,439	1,48
1,550	25	0,270	1,38	2,730	25	0,446	1,41
1,610	25	0,300	1,42	2,930	25	0,442	1,34
1,630	25	0,326	1,64	3,030	25	0,467	1,33
1,660	25	0,331	1,61	3,120	25	0,435	1,31
1,710	25	0,340	1,53	3,220	25	0,450	1,44
1,725	25	0,350	1,44	3,320	25	0,447	1,51
1,750	25	0,342	1,36	3,420	25	0,444	1,41
1,775	25	0,379	1,71	3,520	25	0,448	1,24
1,800	25	0,375	1,69	3,620	25	0,452	1,16
1,825	25	0,391	1,46	3,720	25	0,455	1,26

Таблица 2

Источник поправок и ошибок	Поправки, %	Ошибки, %
Просмотр стеклянных детекторов	-	0,42
Статистическая ошибка	-	0,76
Фон нейтронов, рассеянных на конструкции мишенедержателя	0,06	0,12
Фон нейтронов экспериментального зала	0,14	0,26
Фон нейтронов сопутствующих реакций	4,6	0,54
Неравномерность толщины делящихся слоев	-	0,30

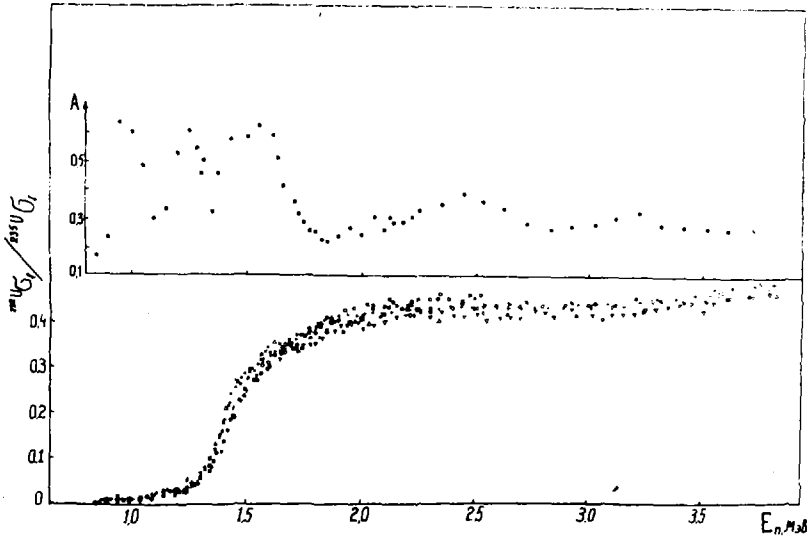


Рис.1. Отношение сечений деления $^{238}\text{U} / ^{235}\text{U}$: \diamond - [1]; \square - [2];
 $+$ - [5]; ∇ - [6]; \times - [7]; Δ - [8]; \circ - [9];
 \bullet - настоящая работа

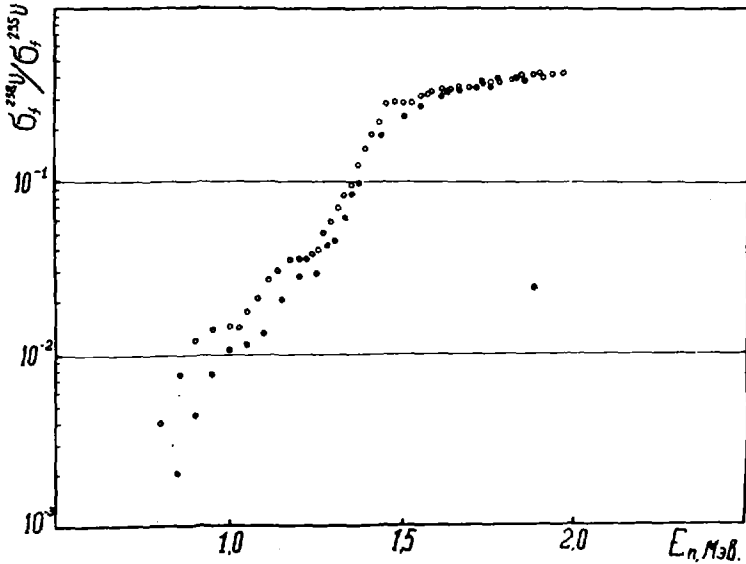


Рис.2. Отношение сечений деления $^{238}\text{U} / ^{235}\text{U}$ в подпороговой области энергий нейтронов: \circ - [5]; \bullet - настоящая работа

Список литературы

1. J.W.Meadows. IFDC(USA)-38L (1972).
2. R.W.Lamphere. Phys.Rev., 104, 1654 (1956).
3. W.E.Stein, R.K.Smith and H.L.Smith. Proceedings of the Conference on Neutron Cross Sections and Technology, v.1, p.627, Washington (1968).
4. W.D.Allen and A.I.G.Feeguson. Proc. of the Phys. Society, v.70A, p.573 (1957).
5. J.W.Behrens, G.W.Carlson, R.W.Bauer. Proceedings of the Conference on Neutron Cross Sections and Technology, v.2, p.591, Washington (1975).
6. L.S.Coates, D.B.Gayther, N.J.Patentenden. Proceedings of the Conference on Neutron Cross Sections and Technology, v.2, p.568, Washington (1975).
7. P.A.R.Evons, G.B.Huxtable, G.D.James. Proceedings of the NEADC/NEACRP Specialists Meeting on Fast Neutron Fission Cross Section, June 28-30, ANL-7690 (1976).
8. S.Cierjacks et.al. Proceedings of the NEADC/NEACRP Specialists Meeting on Fast Neutron Fission Cross Section, June 28-30, ANL-7690 (1976).
9. Б.И.Фурсов, В.М.Куприянов, Б.И.Масленников, Г.Н.Смиренкин. АЭ, 43, 181 (1977).
10. Д.Л.Шпак, Г.Г.Королев. В кн. "Нейтронная физика", Материалы 5-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев, 15-19 сентября 1980г., ч.3, М.: ЦНИАтоминформ, 1980, с.35 (1980).
11. Д.Л.Шпак, Г.Н.Смиренкин. ЯЭ, 21, 704 (1971).
12. Д.Л.Шпак, Ю.Б.Остапенко, Г.Н.Смиренкин. ЯЭ, 13, 960 (1971).
13. Х.Д.Андросенко, Г.Н.Смиренкин. "Письма в ЖЭТФ", 6, 181 (1968).
14. П.Е.Воротников, С.М.Дубровина, Г.А.Отрошенко. В сб.: Нейтронная физика. Материалы 3-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 9-13 июня 1975г., ч.6, 13, Москва (1976).

ИЗМЕРЕНИЕ ОТНОШЕНИЙ СЕЧЕНИЙ ДЕЛЕНИЯ
 $^{238}\text{U}/^{235}\text{U}$ БЫСТРЫМИ НЕЙТРОНАМИ

А.А.Говердовский, А.К.Гордошин, Б.Д.Кузьминов,
В.Ф.Митрофанов, А.И.Сергачев

(ФЭИ)

Проведены измерения отношений сечений деления урана-238 и урана-235. Работа выполнена на электростатических ускорителях с использованием в качестве источников нейтронов реакций $D(d,n)$ и $T(d,n)$. Детектором осколков служила двойная ионизационная камера.

The U-238 to U-235 neutron induced fission cross-section ratio were measured. The reactions $D(d,n)$ and $T(d,n)$ produced at electrostatic accelerators were used as a neutron sources. The double ionization chamber were used to detect the fission fragments.

В соответствии с международным перечнем потребностей в ядерных данных [1] требования к погрешности отношений сечений деления урана-238 и урана-235 для реакторных приложений составляют около 2 % в области энергий нейтронов 5 - 10 МэВ. Расхождение опубликованных к настоящему времени результатов измерений достигает 10 - 15 %, что вызывает необходимость расширения набора независимых экспериментальных данных.

В настоящей работе отношения сечений деления ядер урана-238 и урана-235 измерены в интервале энергий нейтронов от 5,4 до 10,4 МэВ и от 13,8 до 14,7 МэВ.

В первом диапазоне измерения проводились на электростатическом перезарядном ускорителе, работавшем в импульсном режиме с частотой прерывания ионного тока 5 МГц и длительностью импульса около 1 нс. Средний ток ионов составлял 1 - 1,5 мкА. Источником нейтронов служила реакция $D(d,n)^3\text{He}$. Использовалась газовая дейтериевая мишень.

Осколки деления регистрировались двойной ионизационной камерой, наполненной смесью 90% аргона и 10% CO_2 до давления 1,8 Атм. Слои урана-238 и урана-235, нанесенные на тонкие (30 мкм) алюминиевые подложки, располагались в камере вплотную друг к другу перпендикулярно к направлению потока нейтронов.

Для каждого значения энергии нейтронов одновременно измерялись два временных и два амплитудных спектра. Амплитудные спектры ис-

пользовались для определения числа осколков, не регистрируемых из-за конечной величины уровня амплитудной дискриминации, составившего во всем исследованном диапазоне энергий нейтронов не более 1,5%; временные – для определения числа актов деления, вызванных нейтронами основной группы. Временное разрешение, достигнутое в работе, составило 3 нс, что позволило на пролетной базе 50 – 60 см разделить компоненты нейтронного фона и нейтроны основной группы. При измерении временных спектров стартовыми сигналами служили импульсы, создаваемые осколками в ионизационной камере, стоп-импульс брался с выхода задающего генератора частоты системы формирования ионного тока.

Для устранения влияния на результаты кинематических эффектов измерения проводились при двух противоположных ориентациях детектора осколков относительно направления нейтронного потока.

Изотопный состав использовавшихся в работе мишеней приведен в табл. I.

Таблица I

Характеристика мишени

№ мишени	U-234	U-235	U-236	U-238	Масса, мг	Плотность, мг/см ²
5,1	0,002	99,992	0,004	0,002	8,0	0,41
5,2	0,002	99,992	0,004	0,002	5,1	0,26
8,1				99,99+	9,4	0,48
8,2		3,213	0,007	96,78	4,0	0,20
8,3		6,864	0,020	93,116	4,0	0,20
8,4		7,010		92,99	3,8	0,20

Мишени 5,1 и 8,1 использовались в измерениях энергетической зависимости отношений сечений деления, а абсолютное значение σ_f^8/σ_f^5 , на которое нормировалась зависимость, было измерено при энергии $E_n = 7,34$ МэВ с использованием слоев 5,2; 8,2 и 8,3.

Типичные величины поправок и соответствующих погрешностей, вносимых в результаты измерений приведены в табл. 2.

Измерение отношений сечений деления σ_f^8/σ_f^5 в области энергий нейтронов 13,8 – 14,7 МэВ проводилось на 300-кэВном каскадном генераторе, работавшем в импульсном режиме с частотой прерывания дейтронного тока 2,5 МГц. Источником нейтронов служила реакция

Таблица 2

Источники ошибок и поправок	Величина, %	Вносимая погрешность, %
Неполная регистрация осколков из-за конечного уровня дискриминации	1,0	0,6
Полное торможение части осколков в слоях	0,5	0,05
Рассеяние нейтронов на подложках слоев	0,2	-
Рассеяние нейтронов на материалах детектора	0,15	-
Деление примесных изотопов	0,1	-
Нейтронный фон экспериментального зала	0,3	-
Отношение чисел ядер в образцах	-	1,0
Статистическая погрешность		1,0
Экстраполяция спектра осколков в область α -пика		0,5

$T(d, n) \text{ } ^4\text{He}$ на твердой тритиево-скадиевой мишени толщиной $2,2 \text{ мг/см}^2$. Фон нейтронов сопутствующей $D(d, n) \text{ } ^3\text{He}$ -реакции пренебрежимо мал.

Отношение чисел ядер в образцах определено методом изотопных примесей. В процессе измерений получены абсолютные значения отношений сечений деления путем поочередного облучения сборки мишеней замедленными и быстрыми нейтронами. Использовались слои № 5,2 и 8,3 (табл. I). Содержание урана-235 в мишени 8,3 известно с точностью 1 %.

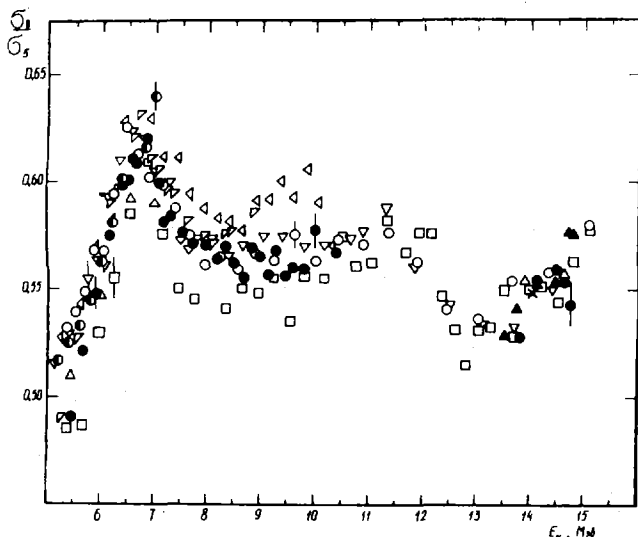
Результаты измерений отношений сечений деления урана-238 и урана-235 в диапазоне энергий нейтронов 5,4 - 14,7 МэВ представлены в табл. 3.

Таблица 3

Результаты измерений σ_f/σ_f^s

E_n , MeB	$\pm \Delta E_n$, MeB	σ_f/σ_f^s	$\Delta_{\text{отст}}\%$	$\Delta_{\text{полн}}\%$
5,44	0,15	0,491	0,83	1,56
5,64	0,14	0,521	0,99	1,69
5,89	0,14	0,548	1,00	1,68
6,14	0,13	0,575	0,90	1,59
6,38	0,12	0,597	0,89	1,59
6,50	0,12	0,601	0,80	1,52
6,61	0,11	0,609	1,13	1,72
6,84	0,11	0,620	1,20	1,76
7,07	0,10	0,598	1,20	1,76
7,19	0,10	0,581	0,90	1,57
7,30	0,10	0,584	0,20	0,68
7,52	0,10	0,576	1,21	1,77
7,74	0,09	0,572	0,86	1,55
7,96	0,09	0,570	1,20	1,77
8,17	0,09	0,564	1,16	1,74
8,33	0,08	0,570	0,91	1,58
8,49	0,08	0,562	0,90	1,56
8,65	0,08	0,555	0,80	1,52
8,81	0,08	0,569	0,87	1,56
8,97	0,08	0,565	0,87	1,56
9,12	0,07	0,557	0,99	1,83
9,28	0,07	0,568	0,81	1,53
9,44	0,07	0,556	0,78	1,51
9,59	0,07	0,560	0,80	1,52
9,80	0,07	0,559	1,05	1,67
10,00	0,07	0,578	0,85	1,55
10,41	0,06	0,567	1,05	1,67
13,82	0,15	0,528	1,00	2,30
14,12	0,13	0,554	0,70	2,20
14,47	0,20	0,559	0,70	2,20
14,64	0,23	0,553	0,70	2,20
14,76	0,19	0,543	0,70	2,20

На рисунке данные настоящей работы сравниваются с данными других авторов [2 - 10]. Во всем исследованном диапазоне энергий



Отношение сечений деления $^{238}\text{U}/^{235}\text{U}$:

● - [2]; ▽ - [3]; △ - [4]; □ - [5]; ○ - [6];
 ◁ - [7]; ▽ - [8]; × - [9]; ▲ - [10]; ● - настоя-
 щая работа

нейтронов наблюдается неплохое их согласие, за исключением [5] и [7] в области E_n 7.5 - 10 МэВ.

Список литературы

1. WRENDA 81/82, World Request List for Nuclear Data. Vienna, 1981.
2. Фурсов Б.И. и др. - Атомная энергия, 1977, т.43, № 3, с.181.
3. Nordborg C. e.a. - In: Proc. of the NEANDC/NEACRP specialists Meeting on Fast Neutron Fission Cross Sections of U-233, U-235, U-238 and Pu-239, 1976, ANL-76/90, p.128.
4. Cance S. - Ibid., p.141.
5. Cierjacks S. e.a. - Ibid., p.94.
6. Behrens J.W., Carlson G.W. - Nucl. Sci. Engng, 1977, v.63, p.250.
7. Meadows J.W. - Nucl. Sci. Engng, 1975, v.58, p.255.
8. Difilippo. - Nucl. Sci. Engng, 1978, v.68, p.43.
9. White P., Warner G. - J. Nucl. Energy, 1967, v.21, p.671.
10. Varngy M., Csikai J. - Nucl. Instr. Meth., 1982, v.196, p.465.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ $\sigma_{n,\gamma}^{236U}$ ОТНОСИТЕЛЬНО $\sigma_{n,n}^{236U}$ В ДИАПАЗОНЕ ЭНЕРГИЙ НЕЙТРОНОВ 0,16 - 1,15 МэВ

А.Н.Девлетшин, А.О.Тыпунков, С.В.Тихонов, В.А.Толстикова, В.В.Тужиков, Л.Е.Шерман

(ФЭИ)

Измерены сечения реакции $^{236}\text{U}(n,\gamma)$ относительно сечения реакции $^{236}\text{U}(n,n)$ активационным методом в интервале энергий нейтронов 0,16 - 1,15 МэВ. Полученные результаты сравниваются с оцененными данными.

Cross sections of $^{236}\text{U}(n,\gamma)$ -reaction have been measured relative to $^{236}\text{U}(n,n)$ reaction by the activation technique in the energy range from 0,16 to 1,15 Mev. The results have been compared with the evaluated data.

Учитывая необходимость получения оцененных значений сечения радиационного захвата нейтронов ^{236}U с погрешностью 3%, описанный в докладе [1] эксперимент был усложнен, с целью получения дополнительной информации об этом сечении. Одновременно с облучением образцов был измерен поток нейтронов пропорциональным водородным счетчиком, что позволило определить $\sigma_{n,\gamma}^{236U}$ относительно сечения упругого рассеяния нейтронов на протонах.

Краткая информация об образцах, условиях их облучения приведена в докладе [1]. Цилиндрический счетчик, как и образец, размещался на оси протонного пучка ускорителя. Передний торец счетчика располагался на расстоянии 70 см от мишени (источника нейтронов). Корпус счетчика изготовлен из нержавеющей стали, торцевые части имеют форму полусферы. Внутренний объем равен 180,5 см³, наполнение - чистый водород, давление газа - $1,235 \cdot 10^5$ Па. За время облучения (12 - 20 часов) площадь спектра протонов отдачи (СПО) составляла $(2 + 4) \cdot 10^7$ импульсов. Это соответствует плотности потока нейтронов в центре образца $(4 + 8) \cdot 10^6$ н/см²сек.

Величина сечения определялась из соотношения

$$\sigma_{n,\gamma}(E_n) = \frac{N_\gamma \cdot A_\gamma}{\eta \cdot N_{\text{акт.}}} \cdot \frac{N_{\text{акт.}} \cdot G_{\text{акт.}}}{N_{\text{акт.}} \cdot G_{\text{пр.}}} \cdot \sigma_{n,p}(E_n).$$

Здесь E_n - средняя энергия облучающих нейтронов; N_γ - число активных ядер ^{236}U в образце в конце облучения; A_γ - поправка на ак-

тивацию рассеянными нейтронами; η - эффективность регистрации Ge-Li детектором гамма-квантов $E_{\gamma} = 208$ кэВ ($T_{1/2} = 6,75$ дня); $N_{\text{вз}}$ - число взаимодействий в водородном счетчике за время облучения образца; N, G - числа ядер и геометрические факторы для счетчика и образца; $\sigma_{\text{упр}}$ (σ_n) - сечение упругого рассеяния нейтронов на протонах (использованы оцененные значения из ENDF/B-5).

Величина $N_{\text{вз}}$ определяется из соотношения [27]

$$N_{\text{вз}} = \frac{N(x)}{\epsilon(x) \cdot T_{\text{ж}} \cdot A_{\epsilon}(x)}$$

Здесь $N(x)$ - площадь измеренного СПО при пороге $\chi = E_p/\epsilon_n$, где E_p - энергия протонов отдачи; $\epsilon(x)$ - соответствующая площадь рассчитанного нормированного СПО; $T_{\text{ж}}$ - поправка на "мертвое" время спектрометрического канала; $A_{\epsilon}(x)$ - поправка в СПО на влияние рассеянных нейтронов. Эта поправка измеряется экспериментально, и величина ее заметно меняется в зависимости от значения χ : в интервале $\chi = 0,2 + I, 0$ от $\sim 1,0$ до $\sim 0,9$. В ней учитывается влияние нейтронов, рассеянных на стенах помещения, конструкции мишенедержателя, образце и его держателе, конструкции счетчика и в воздухе [27].

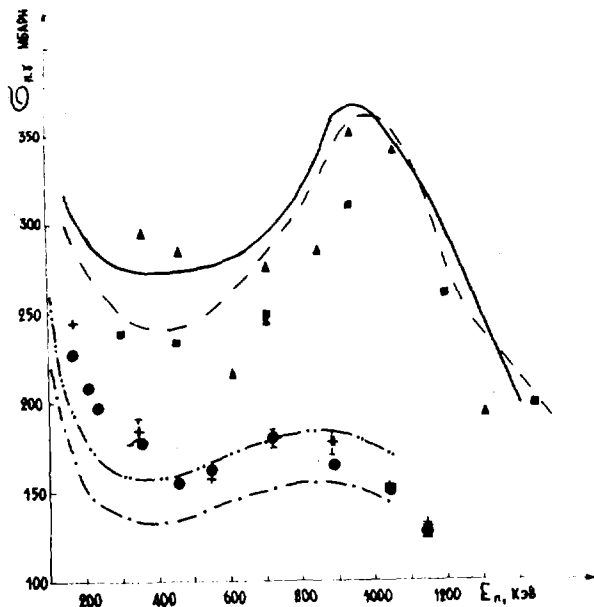
Эффективность регистрации Ge-Li детектора η была определена из отношения активностей известных объемов раствора, в которых концентрация ^{237}U одинакова:

$$\eta = \frac{A \cdot \sigma}{a \cdot V}$$

Для определения абсолютной активности a объема σ использован метод ЧТВ - гамма-совпадений. Раствор ^{237}U в HNO_3 наносился на металлизированную золотом органическую пленку. Толщина фольги 10 мкг/см^2 , толщина активного слоя $\sim 10 \text{ мкг/см}^2$. Исследовались совпадения бета-частиц ^{237}U с гамма-квантами с $E_{\gamma} = 208$ кэВ и КХ - квантами ^{237}Np с $E_{\gamma} = 103$ кэВ. Этот вариант метода для определения абсолютной активности ^{237}U был использован впервые.

Образец, активность A которого измерялась на Ge-Li детекторе, был изготовлен из ^{238}U в виде U_3O_8 , в котором содержался сухой остаток раствора с ^{237}U объемом V . Он помещался в такой же контейнер, в каких помещались образцы ^{236}U в виде U_3O_8 , облучавшиеся на ускорителе. Результат проведенных измерений: $\eta = 1,40 \cdot 10^{-2} \pm 1,6\%$.

Суммарное значение случайной погрешности величины сечения радиационного захвата вычислено квадратичным сложением погрешностей составляющих величин: $\delta N_{\gamma} = 1,4\%$, $\delta \eta = 1,6\%$, $\delta A_{\gamma} = 2,7 - 1,8\%$, $\delta N_{\text{вз}} = 2,0\%$, $\delta N_{\text{сч}} = 1,1\%$, $\delta N_{\text{вс}} = 0,1\%$, $\delta V_{\text{сч}} = 0,3\%$, $\delta V_{\text{вс}} = 0,6\%$, $\delta B_{\eta} = 1,0\%$. Суммарная погрешность меняется от $4,1\%$ до $3,6\%$ при изменении энергии нейтронов



Сечения радиационного захвата нейтронов ^{236}U .
 Эксперимент: + - данные настоящей работы; ● - результаты авторов настоящей работы относительно $\sigma_{n,\gamma}^{197}\text{Au}$; ■ - ^{237}U ; ▲ - ^{237}U . Оценки: — - ENDF/B-5; --- - ENDF-78. Расчет из работы 6: -·-·- $\sigma_{\text{мод.}} = 18$ эВ; -·-·- $\sigma_{\text{мод.}} = 15$ эВ

от 0,16 МэВ до 1,15 МэВ.

Полученные значения сечений радиационного захвата ^{236}U и их погрешности изображены на рисунке. Видно, что они хорошо согласуются с нашими результатами для этого сечения, измеренными относительно $\sigma_{n,\gamma}^{197}\text{Au}$. Фактически, из этого следует, что измеренные нами значения $\sigma_{n,\gamma}^{197}\text{Au}$ (образцы из него облучались одновременно с урановыми) относительно $\sigma_{n,p}$ должны быть близки к оцененным значениям из ENDF/B-5, использованными в [1]. Это и подтверждается результатами, приведенными авторами [2].

Краткий анализ всей совокупности данных, изображенных на рисунке, сделан в докладе [1], более подробный - в работе [57].

Представленные в настоящем докладе результаты подтверждают вывод, сделанный в [1], о необходимости переоценки $\sigma_{n,\gamma}^{236}\text{U}$ в рассмотренном диапазоне энергий нейтронов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Давлетшин А.Н., Типунков А.О., Тихонов С.В. и др. Результаты измерений $\sigma_{n,\gamma}^{236}\text{U}$ относительно $\sigma_{n,\gamma}^{235}\text{U}$...См. наст. сб., с 181-184.
2. Давлетшин А.Н., Толстикова В.А. Атомная энергия, 1977, 42, вып. I, с. 43.
3. Styregia D.C. et al. Journ. of Nucl. Energy, 1961, Parts A/B, V.15, № 4, p.200.
4. Barry J.E. et al. Proc. Phys. Soc., 1961, V.7B, № 503, p.D01.
5. Грудзевич О.Т. и др. В сб. "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы. М., ЦНИИАтоминформ, 1983, вып. 2(51), с. 3.

MEASUREMENTS OF THE CROSS SECTIONS FOR THE $^{232}\text{Th}/n, 2n/$ REACTION
IN THE 6,8 TO 10,5 MEV ENERGY RANGE ⁺

P.Ráics, S.Daroczy, J.Csikai

/Institute of Experimental Physics, Kossuth L. University,
Debrecen, Hungary/,

K.Erdi

/Computer, Centre, of the Kossuth L. University, Debrecen, Hungary/,

N.V.Kornilov, V.Ya.Baryba, O.A.Salnikov

/Fiziko-Energeticheskij Institut, Obninsk, USSR/

A part of the excitation function of the $^{232}\text{Th}/n, 2n/^{231}\text{Th}$ reaction was determined by the foil activation technique for neutron energies of 6,79; 6,98; 7,24; 7,49; 7,74; 7,99; 8,50; 9,02; 9,49; 9,99 and 10,49 MeV. The neutron flux density was measured by five monitor reactions to study the effects of the background neutrons in details. Activity of the Th-231 final nuclei was determined by low energy. γ -rays which were detected with a HP Ge spectrometer.

Часть функции возбуждения реакции $^{232}\text{Th}(n,2n)^{231}\text{Th}$ была измерена активационным методом для значений энергии нейтронов 6,79; 6,98; 7,24; 7,49; 7,74; 7,99; 8,50; 9,02; 9,49; 9,99 и 10,49 МэВ. Для более детального изучения вклада фоновых нейтронов, плотность нейтронного потока была измерена относительно пяти мониторинговых реакций. Активность ^{231}Th определялась по регистрации низкоэнергетических γ -квантов с помощью детектора на основе чистого германия.

1. INTRODUCTION

Experimental investigation of the excitation function of the reaction $^{232}\text{Th}/n, 2n/$ has practical as well as theoretical importance. According to WRENDA [1], these data are required up to 10 MeV for the Th-U fuel cycle/control of the U-232 production/; since the thorium may have a possible use as a neutron multiplier data are necessary up to 15 MeV. From theoretical point of view this reaction is also interesting for investigations on the neutron emission and fission competition in heavy nuclei.

There are only two systematical investigations on the excitation function in the 6,5 - 11 MeV interval [2,3]. Discrepancies

⁺ Work supported by the Institute for Research Organisation and Informatics and the State Office for Technical Development, Hungary.

as high as 25% occur between their results from 9 MeV. Our experiments supply cross section data from 6.79 to 10.49 MeV using the activation method.

2. EXPERIMENTAL

Neutrons with energy of 6,79 to 10,49 were produced via the D/d,n/ reaction on the EGP-10M tandem accelerator of FEI using a 50 mm long target cell. The deuterium gas pressure was about 115 kPa. A $7,9 \pm 0,1$ mg/cm² thick Mo-foil served as entrance window. The end of the H₁ cell had a Pt-cover of 0,3 mm thickness to reduce the background from the /d, n/ neutrons. The ion current was about 2 μ A. The precision of the calibration of the generator is estimated to be ± 7 keV.

The energy distribution of the neutrons activating the samples was computed from the reaction kinematics on the basis of the deuteron energy loss /in the Mo and gas/ [4] as well as the differential cross section of the D/d,n/³He reaction [5]. The irradiation geometry was also taken into account. The average neutron energy and the /symmetrised/ widths of the distributions /in one-sigma sense/ are listed in Table.

Samples of metal thorium with diameter of 18.5 mm and thickness of about 0,3 mm /0,9 - 1 g/ were used. The activity of the Th-231 fission nuclei were determined through low energy γ -rays ranging from 25.6 to 102.3 keV. γ -spectra were taken by the high purity Ge-spectrometer of IEP.

The neutron flux density was measured by the reactions ¹¹⁵In/n,n'/^{115m}In, ⁶⁴Zn/n, p/, ⁵⁶Fe/n, p/ and ²⁷Al/n, α / applying the foil activation technique and ²³⁸U/n, f/ using a flow-type fission chamber. All the foils were of 19 mm in diameter.

The monitor foils and the Th-sample formed a 2,5 mm thick sandwich. It contained two Fe-foils /of 0,35 mm thickness/ and two Al- foils /0,2 mm/ symmetrically around the Th-disc, one In /0,2 mm / and one Zn /0,5 mm/ foil and more Al-foil to control the flux variation along the stack. A light Al sample holder fixed the sandwich to the end of the gas target in a distance of ~ 39 mm. The fission chamber was in contact with the holder.

Irradiations of 9 to 36 hours were performed. The time variation of the neutron flux was monitored by the fission chamber for the correction of the activities. Experiments at 8,50 and 9,49 MeV.

were repeated to check the reproducibility of our procedures. Additional irradiation of the sandwich with empty gas target was devoted to account for the d, n neutrons from the structural materials at $E_d = 7,834$ MeV /which would correspond to the neutron energy of 10,49 MeV with deuterium gas in the cell /. Such an experiment was always performed for the $^{238}\text{U}/n, f$ reaction, while Zn and In foils were additionally activated at six energies by these neutrons.

3. EVALUATION OF THE EXPERIMENTAL RESULTS

3.1. Determination of the foil activities

The method of the $\beta - \gamma$ coincidences has been applied to determine the activities of the Al-foils.

The activity of the In, Fe, Zn and in some cases Al to control the two type of measurements /was counted by a Ge /Li / γ -spectrometer while the HP Ge-detector was used to study the Th - ^{231}Th γ - spectra. The total losses of events in the peaks caused by the dead time and random pile-up of the pulses have been determined using a pulse generator. Ge/Li/ γ -spectra were analysed using program GAMANAL [6,7] . Spectra taken by the HP Ge-spectrometer were evaluated on the NOKIA analyser used for acquisition.

Absolute full-energy peak and total efficiencies of the Ge/Li/ detector at different distances were determined by standart point-like as well as calibrated, extended /19 mm diameter / Ra-226 sources. The uncertainty of the efficiency curve is about 2 - 3% for the 200 - 1600 keV interval. The estimated systematical error is 1,7%. The foil samples were placed at ~ 16 mm from the window of the detector where the variation of the efficiency with distance is 4,8%/mm. Since the ^{64}Cu activity from the $^{64}\text{Zn}/n, p$ reaction was determined through the positron annihilation the detector background was several times controlled. The Zn foils were counted in an Al box with wall thickness of 1 mm .

The Th samples were situated at ~ 13 mm from the Be-window of the HP Ge- detector where the efficiency variation is 10,6%/mm. A plexiglass sheet of 5,4 mm thickness prevented the crystal from

the overloading by β -particles. Since the $^{232}\text{Th}/n,2n/$ reaction gives the same final nucleus as the α -decay of U-235 [8] the efficiency calibration for the detector was carried out mainly by U-235 samples of 19 mm in diameter with various thickness. The selfabsorption of the low energy γ -rays in the thick U and Th samples are similar, therefore the precision of the measurements is not affected very much by the uncertainties of the attenuation correction. The reality of the selfabsorption corrections /controlled by attenuation experiments /is verified by the fact that the absolute photo peak efficiencies determined by samples of 0.3 g/cm^2 and 0.024 g/cm^2 did not show any systematical differences as a function of the γ -energy and agree well between the statistical error limits. The specific activity of the U-235 samples was calculated with data of Ref. [9] .

The activity of the Th-231 nuclei have been determined by the following γ -rays: 25,64; 81,24-82,11; 84,21 and 102,27 keV. No systematical γ -energy dependence was found in the activities of a given sample therefore the /systematical/ uncertainties of their weighted average is expected not to exceed $\pm 2\%$ above the statistical errors /1,5 - 12%/. Each sample was counted before the irradiation to determine the intensity of the 81,3 and 84,48 keV γ -lines originating from the Th-232 natural radioactivity.

Nuclear data /half life, γ -branching/ and decay schemes /for the cascade coincidence corrections/ have been taken from [10,11] . These selfabsorption corrections taking into account the variation of the detector efficiency and the activating neutron flux along the thickness of the Th samples were based on data from [12] .

Several /6 - 10/ γ -spectra were taken for each Th and 2 - 3 spectra for the other samples. Decay curve analysis on the basis of the least squares fitting procedure has been carried out for all activity measurement.

3.2. Determination of the fission rates

The fission chamber fed by Ar-gas contained a 0.28 mg/cm^2 thick U layer of 19 mm in diameter. Its weight was determined with an accuracy of 2%.

The following corrections have been applied to the measured

fission events: /1/ losses in pulses due to the discriminator threshold using pulse height spectra of the chamber /max. 1,5 %/;
 /ii/ laboratory angular distribution of the fragments /0,9 -1,4%/;
 /iii/ fragment selfabsorption in the layer /1,7%/.

3.3. Corrections for the neutron field

The effect of the parasite neutrons from the D/d, np/ reaction on the activation was estimated using measurements of Smith and Meadows [13] together with the for the excitation functions [14 - 18]. Maximum corrections at $E_d = 7,475$ MeV /after the Mo window/ for the activations with neutrons of energy 10.49 MeV for the reactions having threshold less than 4 MeV: $^{115}\text{In}/n, n'/$: 65%; $^{238}\text{U}/n, f/$: 23%; $^{64}\text{Zn}/n, p/$: 11 %.

Background neutrons from the /d,n/ reactions on the structural materials /window, beam stopper, etc./were detected by experiments listed in paragraph 2. Maximum of these corrections for the activation with neutrons of 10,49 MeV energy are: $^{115}\text{In}/n, n'/$:22,5 %; $^{238}\text{U}/n, f/$: 8.6%; $^{64}\text{Zn}/n, p/$: 7.3%; $^{56}\text{Fe}/n, p/$: 1.2%; $^{27}\text{Al}/n, f/$: 2% and $^{232}\text{Th}/n, 2n/$: 1,1%.

The reality of these results are verified by data listed in Table 1. Even the flux density measured with the $^{115}\text{In}/n, n'/$ reaction /having a threshold of 0.34 MeV only /seems to be acceptable although the overall correction reaches 87,5 %.

4. RESULTS AND DISCUSSION

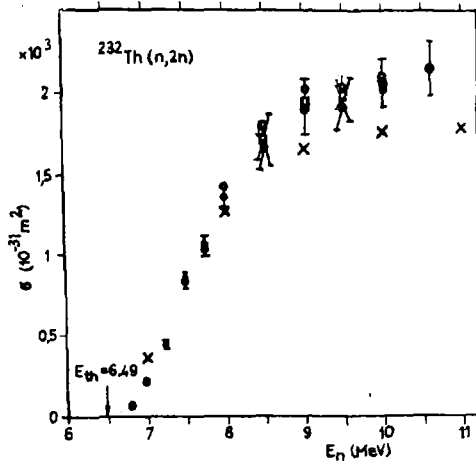
Neutron flux densities determined by the $^{64}\text{Zn}/n, p/$ reaction are lower than the others by $\sim 32\%$ in average independently of the cross section data [16,18] used for calculations. The reason why is, presumably, in connection with the activity determination via the detection of annihilation quanta or the soft $\pm \beta$ particles which would effect either the absolutization of the excitation curves or our activity measurement or both. /We have observed such a discrepancy using the $^{65}\text{Cu}/n, 2n/^{64}\text{Cu}$ process for flux measurement around 14 MeV and counting the $\pm \beta$ particles/. The problem not yet resolved therefore the $^{64}\text{Zn}/n, p/$ data have been omitted.

Neutron flux densities and the cross sections
for the $^{232}\text{Th}/n, 2n/$ reaction

E_n , MeV	: neutron flux density, 10^6 n/cm/s								: $^{232}\text{Th}/n, 2n/$	
	n, n'	n, f	n, p	n, α	: average			: cross sect. σ , mb		
	[14]	[15]	[15]	[14]						
6,79 \pm 0,12	4,27	3,92	4,16	3,11	3,73	\pm 0,55		72	\pm 14	
6,98 0,12	4,63	4,20	3,72	4,19	4,04	0,27		212	19	
7,24 0,11	5,21	4,84	4,99	4,78	4,87	0,11		446	19	
7,49 0,11	4,03	3,70	3,68	3,41	3,60	0,16		839	52	
7,74 0,11	5,59	5,05	5,10	4,87	5,01	0,12		1036	35	
7,99 0,11	3,85	3,52	3,62	3,45	3,53	0,09		1372	65	
8,50 0,11	5,75	4,99	4,87	4,20	4,69	0,43		1722	163	
	5,35	4,92	5,32	4,63	4,96	0,35		1666	130	
	average:								1694	130
9,02 0,10	4,56	3,88	4,03	3,44	3,78	0,31		1923	164	
9,49 0,10	5,35	4,97	5,48	4,83	5,09	0,34		1917	136	
	4,68	5,53	5,99	5,32	5,61	0,34		1972	131	
	average:								1945	131
9,99 0,11	5,62	5,97	5,83	5,27	5,69	0,37		2066	144	
10,49 0,11	5,11	5,10	5,43	4,70	5,08	0,36		2152	166	

Although the corrections for the parasite and background neutrons seem to be acceptable for the $^{115}\text{In}/n, n'/$ reaction their uncertainties can not be estimated appropriately therefore its flux density is used only to demonstrate the reality of the corrections for the other reactions.

The simple average neutron flux densities in Table 1 include only the reactions $^{238}\text{U}/n, f/$, $^{56}\text{Fe}/n, p/$ and $^{27}\text{Al}/n, \alpha/$ hereafter quoted as $n, f - n, p - n, \alpha$ / for which the cross sections were taken from Refs. [15], [15] and [14], respectively. The listed preliminary cross sections of the $^{232}\text{Th}/n, 2n/$ reaction have an error combined simply from the statistical uncertainty of the determination of



Results of the present work on the $^{232}\text{Th}/n,2n/$ excitation function
 Different data sets were used for the $/n,f/$, $/n,p/$ and $/n,\alpha/$ cross sections to calculate the flux densities: ● Refs. [15], [15], [14]; □ Refs. [17], [18], [18]; ○ Ref. [16] for all; X evaluation of Bychkov et al. [18].

Th-231 activity and the mean deviation of the averaged flux. These results are shown in Fig. as black circles with error bars.

We have calculated the $/n,2n/$ cross sections using two other data sets for the monitor reactions. These data are also shown in Fig.1. Error bars are drawn for them if their uncertainty is lower than that of the first data.

It can be seen that the different data sets used for the flux calculations differ mainly between 8 and 9,5 MeV however the deviations are not large.

The repeated irradiations at 8,50 and 9,49 MeV neutron energy give cross sections differing by 3,3 and 2,9%, respectively which characterises of the present work.

Evaluation of Bychkov et al. [18] are also shown /by crosses

in the figure for comparison. Their recommended values are mainly based on the work of Butler and Santry [3] in this energy region.

Our preliminary results suggest a bit different excitation function shape than that of in Ref. [3]. From threshold to 7,24 MeV the present cross sections are lower /e.g. by 65 % at 7 MeV/ while from 9 MeV we have measured higher values /by 16% at 10 MeV/. Comparing this excitation function to that of the $^{238}\text{U}/n,2n/$ reaction measured earlier by us [19] a slight difference can be observed, i.e. the maximum of the cross sections is higher for the $^{232}\text{Th}/n,2n/$ and its curve is increasing more steeply. This is perhaps due to the lower fissionability of the Th-232 nuclei.

ACKNOWLEDGEMENTS

Our thanks are expressed to the accelerator group of FEL /Obninsk/ for their kind help and assistance during this work. The authors are indebted to the Institute for Research Organisation and Informatics and the State Office for Technical Development, Hungary.

REFERENCES

1. WRENDA, World Request List for Nuclear Data /ed.R.M.Lessler/, INDC/SEC/-55/URSP, 76/77.
2. H.Tewes, A.Caretto, A.Miller, Bull.Am.Phys.Soc. 4, 455 /1959/.
3. J.Butler, D.Santry, Can.J.Chem. 39, 689 /1961/.
4. C.W.Williamson, J.B.Boujot, J.Picard, Report CEA-R-3042 /1966/ CEN-Saclay, Gif-sur-Yvette, France.
5. H.Liskien, A.Paulsen, Nucl.Data Tabl. A11, 569 /1973/.
6. R.Gunnink, J.B.Ni'day, UCRL-51061, vol. 1-1V /1971-72/.
7. S.Nagy, P.Baics, S.Daroczy, K.Erdei, I.Rapolti, Proc.IX.Int. Symp. on the Interaction of Fast Neutrons with Nuclei, Nov 26-30 1979, Gaussig, DDR, /ed. D.Seeliger, S.Unholzer/ ZfK-410 p.126.
8. J.L.Perkin, R.Coleman, J.Nucl.Energy 14, 69 /1961/.
9. A.H.Jaffey, K.L.Flynn, L.E.Glendenin, W.C.Bentley, A.M.Essling Phys.Rev. 40, 1889 /1971/.
10. Table of Isotopes, 7th ed. /ed. C.M.Lederer, V.S.Shirley/, J. Wiley, New York, 1978.

11. R.Gunnink, Gamma-Library File output, Oct.1. 1975, Lawrence, Livermore Laboratory, private communication.
12. E.Storm, H.J.Israel, Nucl.Data Tabl. A7, 565, /1970/.
13. D.L.Smith, J.W.Meadows, ANL/LOM-9, Argonne National Laboratory, Aug 1974.
14. ENDF/B-1V Dosimetry File /ed.B.A.Magurno/, BNL-NCS-50446 INDC/US/-70/L, 1975 /and data on magnetic tape from IAEA/.
15. ENDF/B-V Dosimetry File /data on magnetic from IAEA/.
16. A.A.Lapenas, Izmerenie spektrov neutronov aktivatsionnaya metodom, Zinatne, Riga, 1975.
17. M.G.Sowerby, B.H.Patrick, D.S.Mather, Ann.Nucl.Sci.Eng. 1, 409 /*1974/.
18. V.M.Bychkov, V.N.Manohin, A.V.Pashchenko, V.I.Plyaskin, Secheniya porogovykh reaktsiy vyzyvayemykh neytronami, Energoizdat, Moskva, 1982.
19. N.V.Kornilov, B.V.Khuvayev, O.A.Salnikov, P.Raics, S.Nagy, S.Darocsy, K.Sailer, J.Csikai, At.Energya 49, 283 /1980/.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕПЛОВЫХ СЕЧЕНИЙ И РЕЗОНАНСНЫХ
ИНТЕГРАЛОВ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА ^{230}Th , 231 , 232 , ^{233}Pa , ^{236}U , ^{237}Np

Л.Н.Брова, А.А.Поляков, В.П.Рухло, Д.Е.Титаренко,
С.Ф.Комин, Д.В.Стогов

(МИАН)

В работе представлены результаты экспериментально-
го определения тепловых сечений и резонансных интегралов
радиационного захвата ^{230}Th , 231 , 232 , ^{233}Pa , ^{236}U , ^{237}Np .
Результаты сравнены с опубликованными данными.

This article deals with experimental determination
of neutron thermal capture cross sections and neutron
resonance capture integrals. These data were compared
with published data.

К настоящему времени данные о сечениях радиационного захвата
нуклидов, образующихся в цепочках ядерных превращений уранового и
ториевого топливных циклов, недостаточны. В некоторых случаях наблю-
даются значительные различия в значениях резонансных интегралов (I)
и тепловых сечений (σ_T). В связи с этим были поставлены эксперимен-
ты по определению значений резонансных интегралов и тепловых сечений
радиационного захвата ^{230}Th , 231 , 232 , ^{233}Pa , ^{236}U и ^{237}Np .

Значения σ_T и I для ^{230}Th , ^{231}Pa , ^{236}U , ^{237}Np нахо-
дились из сравнения скоростей реакций радиационного захвата нейтро-
нов этих нуклидов со скоростью реакции радиационного захвата стандар-
та в заданном спектре нейтронов. В качестве стандарта использовал-
ся ^{232}Th .

Значения σ_T и I для ^{232}Pa и ^{233}Pa (изомер с $T_{1/2}$
6,75 ч) определялись на основании регистрации интенсивности f -из-
лучения ^{233}Pa и ^{234}Pa , образующихся в результате радиационного за-
хвата на ^{231}Pa и ^{232}Th .

Экспериментальные образцы были изготовлены в ГЕОХИ АН СССР. Ио-
ний (^{230}Th) был выделен радиохимическим методом из протактиний-ио-
ниевоего концентрата, полученного из урановой руды. Одновременно с
 ^{230}Th выделялся ^{232}Th , поскольку данный нуклид содержится в ура-

новых рудах как сопутствующий элемент. Присутствие ^{232}Th в полученном ионии упростило выбор стандарта, ввиду высокой точности рекомендованных значений теплового сечения и резонансного интеграла для него.

^{231}Pa , ^{237}Np и ^{236}U были получены радиохимическим выделением из образцов после длительного облучения ионии, природного урана и ^{235}U .

Экспериментальные образцы массой 30–50 мкг, диаметром 10 мм, получались при выпаривании слабокислого раствора, нанесенного на подложку из обезвоженной бумаги.

Торий (^{232}Th) использовался в виде азотнокислой соли $\text{Th}(\text{NO}_3)_2$. Для обеспечения оптимальных условий регистрации ^{234}Pa и ^{233}Pa производилось радиохимическое выделение этих нуклидов из облученного тория. Весовое количество экспериментального образца — $\text{Th}(\text{NO}_3)_2$, составляло 100 мкг. В качестве стандарта использовались "бесконечно тонкие" фольги, изготовленные методом электролитического осаждения $\text{Th}(\text{NO}_3)_2$ на алюминиевую подложку.

Облучение образцов проводилось на реакторе ТВР ИТЭФ в центральном экспериментальном канале, спектр нейтронов в котором близок к спектру Ферми, и в канале, расположенном в тяжеловодном отражателе, температура нейтронов в котором соответствовала ($T_{D,0} + 3$)К.

Относительная концентрация нуклидов $N^{232}\text{Th}/N^{238}\text{Th} = 1,766 \pm 0,008$ определялась методом масс-спектрометрии. Совместное использование методов масс-спектрометрии и γ -спектрометрии позволило с необходимой точностью определить концентрацию исходных нуклидов относительно стандарта.

Относительная концентрация нуклидов, образующихся в результате реакций радиационного захвата $^{230}\text{Th}(n,\gamma)$, $^{231}\text{Pa}(n,\gamma)$, $^{236}\text{U}(n,\gamma)$, $^{237}\text{Np}(n,\gamma)$, $^{232}\text{Th}(n,\gamma)^{233}\text{Th}(\beta^-)$, $^{232}\text{Th}(n,\gamma)^{233}\text{Th}(\beta^-)$, $^{233}\text{Pa}(n,\gamma)$, определялась методом γ -спектрометрии.

Относительные эффективности коаксиального и рентгеновского полупроводниковых детекторов определялись через относительные интенсивности γ -излучения калибровочных источников. В качестве таких источников были выбраны следующие нуклиды: ^{132}Ia , ^{75}Se , ^{160}Tb , ^{132}I , ^{226}Ra .

Масс-спектрометрический анализ был выполнен в ИТЭФ Мамеловой Л.Я.

Результаты экспериментального определения тепловых сечений и резонансных интегралов для ^{230}Th , ^{231}Pa , ^{236}U , ^{237}Np представлены в табл. I. Для ^{231}Pa и ^{237}Np приводятся значения резонансных интегралов, полученные с кадмиевыми фильтрами различной толщины.

Таблица I

Значения теплового сечения и резонансного интеграла

 ^{230}Th , ^{231}Pa , ^{236}U , ^{237}Np

Источник	1973		1976		1978		1982	
	BNL - 325 [1]		TND [2]		Lederer [3]		Данная работа	
Нуклид \ Сечение	σ_T , барн	I , барн	σ_T , барн	I , барн	σ_T , барн	I , барн	σ_T , барн	I , барн
	^{232}Th	7,4 \pm 0,008				7,4 \pm 0,1		
	85 \pm 3							
^{230}Th	23,2 \pm 0,6				40 \pm 10		22,4 \pm 0,5	
	1010 \pm 30						992 \pm 39*	
^{231}Pa	210 \pm 20		210 \pm 21		200 \pm 30		219 \pm 6	
	1500 \pm 100		1500 \pm 100				1044 \pm 44* 1413 \pm 60**	
^{236}U	5,2 \pm 0,3				5,1 \pm 0,3		5,00 \pm 0,14	
	365 \pm 20						339 \pm 14*	
^{237}Np	169 \pm 3		169 \pm 3		180 \pm 20		158 \pm 4	
	660 \pm 50						740 \pm 30* 860 \pm 36**	

Примечание: толщина кадмиевого фильтра, мм: * - 0,5; ** - 0,35.

Погрешность приводимых в табл. I значений тепловых сечений составляет $\sim 2,5\%$, а резонансных интегралов $\sim 4\%$. Вклад неопределенностей величины теплового сечения и резонансного интеграла стандарта - ^{232}Th - в ошибку измеренных параметров составляет $\sim 15\%$ и $\sim 70\%$ соответственно. Погрешность полученных сечений приводится без учёта неопределенности абсолютных выходов γ' -квантов.

Результаты определения теплового сечения и резонансного интеграла ^{232}Pa представлены в табл. 2. Толщина кадмиевого фильтра, в котором облучался образец, содержащий ^{231}Pa , составляла 0,500 мм. Поправка на отклонение от спектра Ферми не вводилась.

Таблица 2

Значение теплового сечения и резонансного интеграла ^{232}Pa

Источник Сечение	BNL - 325 [1]	Lederer [3]	Данная работа
σ_T , барн	760 \pm 100	800 \pm 100	2300 \pm 130
I , барн			81200 \pm 5100

Для ^{232}Pa приводится значение сечения, усредненного по спектру тепловых нейтронов без учёта поправки на надкадмиевую активацию ^{232}Pa .

В табл. 3 приведены результаты определения резонансного интеграла ^{233}Pa (изомер с $T_{1/2} = 6,75$ ч).

Таблица 3

Значение резонансного интеграла ^{233}Pa

Нуклид Сечение	$^{233}\text{Pa} (n, \gamma) ^{234}\text{Pa} (T_{1/2} = 6,75 \text{ ч})$
I , барн	436 \pm 67

Наибольшие погрешности получены в сечениях для ^{232}Pa . Это связано с трудностями выделения γ' -линии ^{233}Pa на фоне спектра γ' -квантов ^{231}Pa , поскольку в нём имеются γ' -линии с близкими энергиями.

Список литературы

1. BNL - 325, Third Edition, 1973, v.1.
2. Transactinium Isotope Nuclear Data, IAEA-TEC DOC - 186, 1976, N2, Vienne.
3. Lederer с.м., Shirley V.S. Table of Isotope, Seventh Edition, 1978, New-York.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ $\sigma_{n,\gamma}^{236\text{U}}$ ОТНОСИТЕЛЬНО $\sigma_{n,\gamma}^{197\text{Au}}$
В ДИАПАЗОНЕ ЭНЕРГИЙ НЕЙТРОНОВ 0,16 - 1,15 МэВ

А.Н.Давлетшин, А.О.Типунков, С.В.Тихонов, В.А.Толстикова,
В.В.Тужилова, Д.Е.Шерман

(ФЭИ)

О.Т.Грудзевич

(Обнинский филиал МИФИ)

Измерены сечения реакции $^{236}\text{U}(n,\gamma)$ относительно сечения реакции $^{197}\text{Au}(n,\gamma)$ активационным методом в интервале энергий нейтронов 0,16 - 1,15 МэВ. Полученные результаты сравниваются с оцененными данными.

Cross section of $^{236}\text{U}(n,\gamma)$ reaction have been measured relative to $^{197}\text{Au}(n,\gamma)$ reaction by the activation technique in the energy range from 0,16 to 1,15 Mev. The results have been compared with the evaluated data.

Сечение радиационного захвата нейтронов ^{236}U - одна из важнейших констант с точки зрения проблем внешнего топливного цикла. Требования к погрешности оцененных значений сечения в диапазоне от нескольких кэВ до нескольких МэВ - 3%. Между тем, в этой области энергий нейтронов экспериментальных данных по сечению захвата ^{236}U , необходимых для построения надежной рекомендованной кривой, практически нет. В диапазоне энергий 0,3 ± 3,0 МэВ имеются лишь недостаточно согласующиеся данные работ [1, 2], выполненных в 1961 году методом активации. Недавно опубликована работа [3], проведенная методом времени пролета, результаты которой относятся к диапазону $E_n < 50$ кэВ. Указанные обстоятельства и послужили причиной проведения наших исследований.

Измерения были проведены активационным методом на ускорителе КГ - 2,5. Источником нейтронов служили реакции $\text{T}(p,n)$ и $^7\text{Li}(p,n)$. Образцы из Au и U_2O_8 , масса которых ~ 1 г, размещались вплотную друг к другу на расстоянии 4 см от мишени и облучались совместно.

Порошок U_3O_8 был упакован в цилиндрический контейнер из нержавеющей стали, вся сборка - в кадмиевый контейнер. Наведенная активность измерялась Ge-Li- детектором по линии $E_\gamma = 208$ кэВ для ^{237}U ($T_{1/2} = 6,75$ дня), по линии $E_\gamma = 412$ кэВ для ^{198}Au ($T_{1/2} = 2,70$ дня).

Измеренное сечение определяется из соотношения (индексы "X", "Э" относятся к изучаемому и эталонному изотопам соответственно)

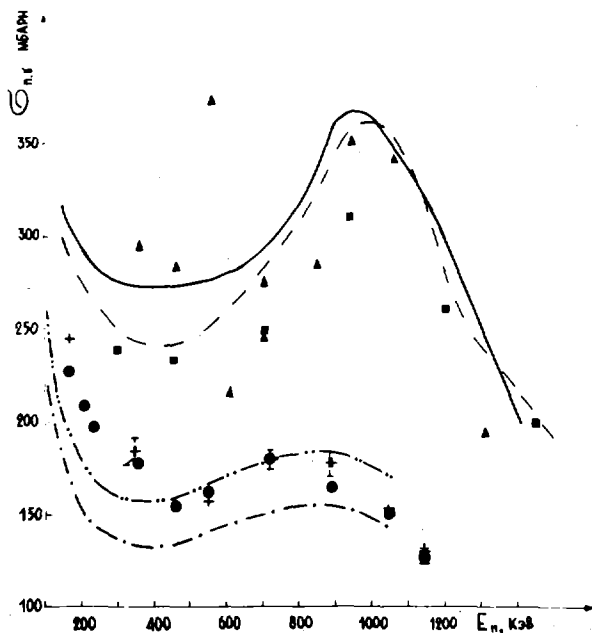
$$\sigma_{n,\gamma}^x = \left(\frac{A}{N \cdot G} \right)_x \left/ \left(\frac{A}{N \cdot G} \right)_\varepsilon \right. \cdot \frac{\eta_\varepsilon}{\eta_x} \cdot \sigma_{n,\gamma}^\varepsilon.$$

Здесь A - активность образца на момент окончания облучения; N - число активированных ядер в образце; G - геометрический фактор, учитывающий размеры образца, изотропного источника нейтронов и расстояние между ними; η - эффективность регистрации активности для Ge-Li- детектора. Отношение поправок в активность на непостоянство потока нейтронов при использованных временах облучения (12-20 ч) отличалось от 1 менее, чем на 0,1% и поэтому не учитывалось.

Для вычисления $\sigma_{n,\gamma}^{236U}$ использовались значения $\sigma_{n,\gamma}(E_n)$ ^{197}Au из оценки ENDF/B-5, усредненные по энергетическому интервалу (50 - 100 кэВ) облучающих нейтронов.

Измеренные активности образцов были поправлены на фоновые активности, наведенные рассеянными нейтронами. Более подробная информация об этих поправках, различных для образцов из Au и U_3O_8 , приведена в работе [47].

Отношение эффективностей регистрации η_ε/η_x было определено двумя способами. Первый способ: облучение образцов Au и U_3O_8 , которые использовались при облучении на ускорителях, тепловыми нейтронами и последующее измерение их активности на Ge-Li детекторе. Облучение образцов производилось отдельно, мониторинг потока тепловых нейтронов при этом производилось золотыми фольгами. В результаты измерений вводились поправки на "надкадмиевые" нейтроны и на самоэкранирование потока тепловых нейтронов в образцах. Использованные значения тепловых сечений: $\sigma^T(^{236}U) = 5,2 \pm 0,3$ барн, $\sigma^T(^{197}Au) = 98,8 \pm 0,3$ барн. В результате было получено значение: $\eta_\varepsilon/\eta_x = 2,29 \pm 6\%$. Второй способ: величина отношения была вычислена из измеренных авторами значений η_ε и η_x в работе [47]. Она оказалась равной $\eta_\varepsilon/\eta_x = 2,18 \pm 2,2\%$. При обработке экспериментальных данных было использовано последнее значение, т.к. для этого способа меньше случайная и возможные систематические погрешности.



Сечения радиационного захвата нейтронов ^{236}U .

Эксперимент: ● - данные настоящей работы; + - результаты авторов настоящей работы относительно $\sigma_{n,p}$; ■ - [1]; ▲ - [2]. Оценки: — — — — — ENDF/B -5; — — — — — ENDL -78.
 Расчёт из работы [6]: — — — — — σ набл. = 18 эВ;
 — — — — — σ набл. = 15 эВ

Суммарная случайная погрешность измеренного отношения сечений складывается из составляющих погрешностей: отношения активностей - 1,6%, отношения эффективностей - 2,2%, поправки на рассеянные нейтроны - 1,8 + 2,7%. Погрешность эталонного сечения в рассматриваемом интервале энергий составляет 4 - 10%.

На рисунке для изученного диапазона энергий показаны имеющиеся экспериментальные данные, оцененные данные и результаты теоретического расчёта для сечений $\sigma_{n,g}$ ^{236}U . Главный результат проведенных измерений: полученные нами значения сечений в 1,6 - 2 раза меньше оцененных значений, которые были получены на основе результатов работ [1, 2].

Суммарная случайная погрешность нашего эксперимента меняется в пределах 3,6 - 3,0 % при изменении энергии от 0,16 до 1,15 МэВ; она и изображена на рисунке. Если учесть погрешность опорного сечения, то с увеличением энергии нейтронов она уменьшается от 10,7% до 5,1%, а затем увеличивается до 7,7% на краю диапазона.

С целью анализа сложившейся ситуации были проведены расчеты сечения на основе статистической теории ядерных реакций, подробно описанные в работе [5]. При этом использовались значения расстояния между уровнями $\bar{\sigma}_{\text{набл.}}$ (см. подпись к рисунку), близкие к последним оценкам экспериментальных данных для этой величины: 15 ± 1 эВ (1978) и $16,2 \pm 0,8$ эВ (1982). Было получено удовлетворительное согласие с нашими результатами, а также с результатами работы [3] при $E_n < 50$ кэВ. Описание экспериментальных данных из работ [1, 2] достигается при значении $\bar{\sigma}_{\text{набл.}}$, которое в два раза меньше, чем приведенные выше значения.

Таким образом, полученные нами значения $\sigma_{n,\gamma}^{236\text{U}}$ свидетельствуют о том, что существующие оценки этого сечения в области быстрых нейтронов, видимо, завышены на 40-50% и нуждаются в пересмотре.

ЛИТЕРАТУРА

1. Stuepiga D.C. et al. Journ. of Nucl. Energy, 1961, Part A/B, v.15, №4, p.200.
2. Barry J.F. et al. Proc. Phys. Soc. 1961, v.78, №603, p.804.
3. Бергман А.А. и др. в сб. "Вопросы атомной науки и техники". Серия "Ядерные константы". И.ЦНИИАтоминформ, 1982, вып.1(45), с.3.
4. Давлетшин А.Н., Типунков А.О., Тихонов С.В. и др. Результаты измерений $\sigma_{n,\gamma}^{236\text{U}}$ относительно $\sigma_{\text{H}}(n,n)$. См. наст. сб., с.164-167.
5. Груздевич О.Т. и др. В сб. "Вопросы атомной науки и техники". Серия Ядерные константы. М.ЦНИИАтоминформ, 1983, вып.2(51), с.3.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ $\sigma_{n,\gamma}^{237}\text{Np}$ ОТНОСИТЕЛЬНО $\sigma^{4\text{H}(n,n)}$ В ДИАПАЗОНЕ ЭНЕРГИЙ НЕЙТРОНОВ 0,16 - 1,15 МэВ

А.Н.Давлетшин, А.О.Типунков, С.В.Тихонов, В.А.Толстиков, В.В.Тужилов
(ФЭИ)

С.Н.Байкалов, Б.С.Королёв
(СНИИП)

Измерено сечение реакции $^{237}\text{Np}(n,\gamma)$ относительно сечения реакции $^4\text{H}(n,n)$ активационным методом в интервале энергий нейтронов 0,16-1,15МэВ. Полученные результаты сравниваются с оцененными данными.

Cross sections of $^{237}\text{Np}(n,\gamma)$ reaction have been measured relative to $^4\text{H}(n,n)$ reaction by the activation technique in the energy range from 0,16 to 1,15MeV. The results have been compared with the evaluated data.

С целью получения дополнительной информации одновременно с описанным в [1] экспериментом были проведены измерения сечения радиационного захвата нейтронов относительно сечения упругого рассеяния нейтронов на протонах.

Облучение образцов из NpO_2 производилось на каскадном генераторе КГ-2,5. Источником нейтронов служили реакции $\text{T}(p,n)$ и $^7\text{Li}(p,n)$. Поток нейтронов измерялся цилиндрическим пропорциональным счетчиком, наполненным водородом. Характеристики образцов и пропорционального счетчика, условия их облучения описаны в [1]. Наведенная активность ^{238}Np регистрировалась Ge-Li -детектором по линии $E_\gamma = 984$ кэВ ($T_{1/2} = 2,12$ дня). Более подробно условия детектирования рассмотрены в докладе [1].

Значения сечения определялись из соотношения:

$$\sigma_{n,\gamma}(E_n) = \frac{N_\gamma \cdot A_\gamma}{\eta \cdot N_{\text{об}}} \cdot \frac{N_{\text{сч}} \cdot G_{\text{сч}}}{N_{\text{об}} \cdot G_{\text{об}}} \cdot \sigma_{n,p}(E_n).$$

Здесь E_n - средняя энергия облучающих нейтронов; N_γ - число активных ядер ^{238}Np в образце в конце облучения; A_γ - поправка на активацию рассеянными нейтронами; η - эффективность регистрации Ge-Li -детектором гамма-квантов $E_\gamma = 984$ кэВ; $N_{\text{об}}$ - число взаимодействий в водородном счетчике за время облучения образца; N, G - числа

ядер и геометрические факторы для счетчика и образца; $\sigma_{n,p}(E_n)$ - сечение упругого рассеяния нейтронов на протонах (использованы оцененные значения из ENDF /B-5).

Геометрические факторы $G_{об.}$, $G_{сч.}$ были рассчитаны методом Монте-Карло для дискового изотропного источника нейтронов и цилиндрической формы образца и счетчика.

Величина $N_{об.}$ определялась из соотношения [27]

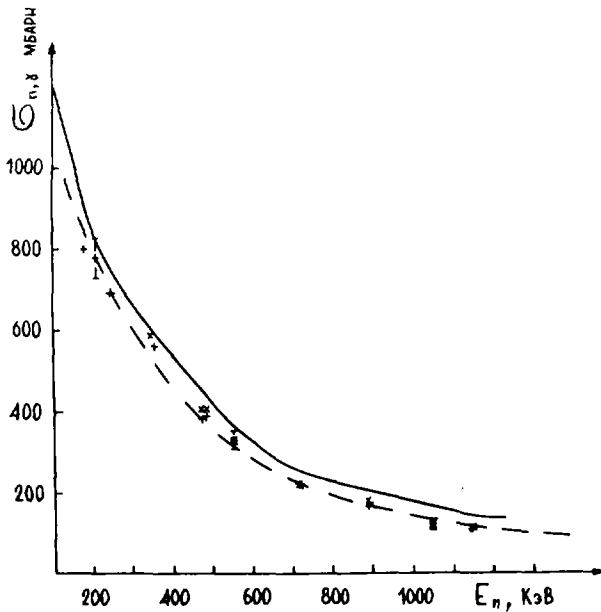
$$N_{об.} = \frac{N(x)}{\epsilon(x) \cdot T_{ж} \cdot A_{\epsilon}(x)}$$

Здесь $N(x)$ - площадь измеренного спектра протонов отдачи (СПО) при пороге $X = E_p/E_n$, где E_p - энергия протонов отдачи; $\epsilon(x)$ - соответствующая площадь рассчитанного нормированного СПО; $T_{ж}$ - поправка на "мертвое" время спектрометрического канала; $A_{\epsilon}(x)$ - поправка в СПО на влияние рассеянных нейтронов. Эта поправка измеряется экспериментально. В ней учитывается влияние нейтронов, рассеянных на стенах помещения, конструкции мишенедержателя, образце и его держателе, конструкции счетчика и в воздухе [27].

Эффективность регистрации η была вычислена по измеренным значениям η_3/η и η_3 , где η_3 - эффективность регистрации активности образца из ^{197}Au для использованного Ge-Li-детектора. Методика измерения отношения η_3/η описана в докладе [1], его величина равна $\eta_3/\eta = 49,8 \pm 5,5\%$. Методика измерения величины η_3 описана в докладе, полученное значение: $\eta_3 = 3,05 \cdot 10^{-2} \pm 1,5\%$. Величина η , определенная по этим данным, оказалась равной $\eta = 6,13 \cdot 10^{-4} \pm 5,7\%$.

Суммарное значение случайной погрешности величины сечения радиационного захвата вычислено квадратичным сложением погрешностей составляющих величин: $\delta N_{\gamma} = 2,0\%$, $\delta \eta = 5,7\%$, $\delta A_{\gamma} = 2,7 - 1,8\%$, $\delta N_{об.} = 2,0\%$, $\delta N_{сч.} = 1,1\%$, $\delta G_{об.} = 0,1\%$, $\delta G_{сч.} = 0,3\%$, $\delta U_{об.} = 0,6\%$, $\delta \sigma_{n,p} = 1,0\%$. Суммарная погрешность меняется от 7,1% до 6,8% при изменении энергии нейтронов от 0,16 МэВ до 1,15 МэВ.

Полученные значения сечений радиационного захвата нейтронов ^{237}Np и их погрешности изображены на рисунке. Они хорошо согласуются с оцененными данными для $\sigma_{n,\gamma}^{237}\text{Np}$ из ENDF /B-5. Согласно с нашими результатами, полученными относительно $\sigma_{n,\gamma}^{197}\text{Au}$, лучше, чем согласие между аналогичными наборами наших данных для $\sigma_{n,\gamma}^{236}\text{U}$. Однако, эти два набора данных для $\sigma_{n,\gamma}^{237}\text{Np}$ должны иметь различие, соответствующее тому небольшому расхождению, которое имеется между нашими результатами для $\sigma_{n,\gamma}^{197}\text{Au}$ и оценкой ENDF /B-5. Причина отсутствия такого расхождения, по-видимому, в том, что поправка на рассеянные нейтроны A_{γ} в величину $\sigma_{n,\gamma}^{237}\text{Np}$, измеренную отно-



Сечения радиационного захвата нейтронов ^{237}Np .
 * - данные настоящей работы; + - результаты авторов
 настоящей работы относительно ^{237}Np . Оценки:
 --- - ENDF/B-5; — - работа [5]

сительно $\sigma_{\text{цр}}$, была определена с систематической погрешностью $\sim 1-3\%$. Точнее, речь идет о составляющей этой поправки, связанной с рассеянием нейтронов на контейнере для нептуниевых образцов. Она была определена по аналогии с такой же поправкой для контейнеров урановых образцов, хотя контейнеры для нептуниевых образцов имеют несколько иную конструкцию, это и могло быть источником систематической погрешности.

Таким образом, анализ представленных в настоящем докладе и докладе [1] результатов, сравнение их с данными оценки [3] приводят к выводу, что желательно проведение новых экспериментов по измерению $\sigma_{\text{н.х}}$ ^{237}Np с уточнением поправок, вводимых в измеряемые величины, с использованием других опорных сечений.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Давлетшин А.Н., Типунков А.О., Тихонов С.В. и др. Результаты измерений $\sigma_{n,\gamma}^{235}\text{U}$ относительно $\sigma_{n,\gamma}^{235}\text{U}$. См. наст. сб., с.189-192.
2. Давлетшин А.Н., Толстыков В.А. Атомная энергия, 1977, т.42, вып.1, с.43.
3. Derrien H., et.al. INDC(FR)- 42/L, September 1980.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ $\sigma_{n,\gamma}$ ^{237}Np ОТНОСИТЕЛЬНО $\sigma_{n,\gamma}$ ^{197}Au
В ДИАПАЗОНЕ ЭНЕРГИЙ НЕЙТРОНОВ 0,16 - 1,15 МэВ

А.Н.Давлетшин, А.О.Типунков, С.В.Тихонов, В.А.Толстикова, В.В.Тужилова

(ФЭИ)

Активационным методом измерено сечение $^{237}\text{Np}(n,\gamma)$ относительно сечения реакции $^{197}\text{Au}(n,\gamma)$ в интервале энергий нейтронов 0,16 - 1,15 МэВ. Полученные результаты сравниваются с оцененными данными.

Cross section of $^{237}\text{Np}(n,\gamma)$ reaction have been measured relative to $^{197}\text{Au}(n,\gamma)$ reaction by the activation technique in the energy range from 0,16 to 1,15 MeV. The results have been compared with the evaluated data.

Накопление ^{238}Pu в ядерном топливе существенным образом определяется процессом радиационного захвата быстрых нейтронов нептунием-237. Требования к погрешностям оцененных значений $\sigma_{n,\gamma}$ ^{237}Np : 10% в диапазоне энергий до 15 МэВ. В рассматриваемом в докладе интервале энергий нейтронов имеются опубликованные данные только двух работ [1, 2], результаты которых значительно расходятся. В обеих работах использовался активационный метод измерений и $\sigma_{n,\gamma}$ ^{237}Np измерялось относительно $\sigma_{n,\gamma}$ ^{235}U . Естественно, что этих экспериментальных данных недостаточно для получения надежных оцененных величин сечений. Авторы представленного доклада провели измерения $\sigma_{n,\gamma}$ ^{237}Np относительно $\sigma_{n,\gamma}$ ^{197}Au методом активации в диапазоне энергий нейтронов 0,16 - 1,15 МэВ.

Процедура и условия облучения на ускорителе образцов, содержащих ^{197}Au и ^{237}Np , описаны в докладе [3]. Образцы из NpO_2 были упакованы в контейнеры из нержавеющей стали толщиной 0,1 мм, герметизированные сваркой. Масса NpO_2 в образце 0,57 г.

Наведенная активность ^{238}Np регистрировалась по линии $E_\gamma=984$ кэВ ($T_{1/2} = 2,12$ дня). Для увеличения надежности проводимых измерений была предпринята попытка использования линии $E_\gamma=1029$ кэВ, имеющей приблизительно такую же интенсивность. Однако при принятой процедуре обработки гамма-спектров она оказалась непригодной для использования из-за наличия в спектре одного из осколков деления довольно интенсив-

ной линии с практически такой же энергией. Активность ^{198}Au измерялась по линии $E_\gamma = 412$ кэВ ($T_{1/2} = 2,70$ дня).

Измеряемое сечение определяется из соотношения (индексы "X", "Э" относятся к изучаемому и эталонному изотопам, соответственно):

$$G_{n,\gamma}^X = \left(\frac{A}{N \cdot G} \right)_X / \left(\frac{A}{N \cdot G} \right)_Э \cdot \frac{\eta_Э}{\eta_X} \cdot G_{n,\gamma}^Э$$

Здесь A - активность образца на момент окончания облучения; N - число активированных ядер в образце; G - геометрический фактор, учитывающий размеры образца, плоского круглого изотропного источника нейтронов и расстояние между ними; η - эффективность регистрации активности для Ge-Li детектора. Отношение поправок на активность на непостоянство потока нейтронов практически равно единице, т.к. периоды полураспада ^{238}Np и ^{197}Au близки по величине.

Для вычисления $G_{n,\gamma}$ (E_n) ^{237}Np использовались значения $G_{n,\gamma}$ (E_n) ^{197}Au из оценки ENDF/B-5, усредненные по энергетическому интервалу (50-100кэВ) облучающих нейтронов.

Отметим одну особенность измерения активности ^{238}Np в образце из NpO_2 : необходимо принять специальные меры для устранения перегрузки спектрометрического канала интенсивным фоновым излучением образца. С этой целью использовался фильтр толщиной 0,7 см из ртути, у которой кривая поглощения гамма-квантов имеет скачок вблизи энергии фоновых гамма-квантов максимальной интенсивности. Кроме того, для уменьшения загрузки амплитудно-цифрового преобразователя порог для анализа спектра устанавливался на уровне 770 кэВ.

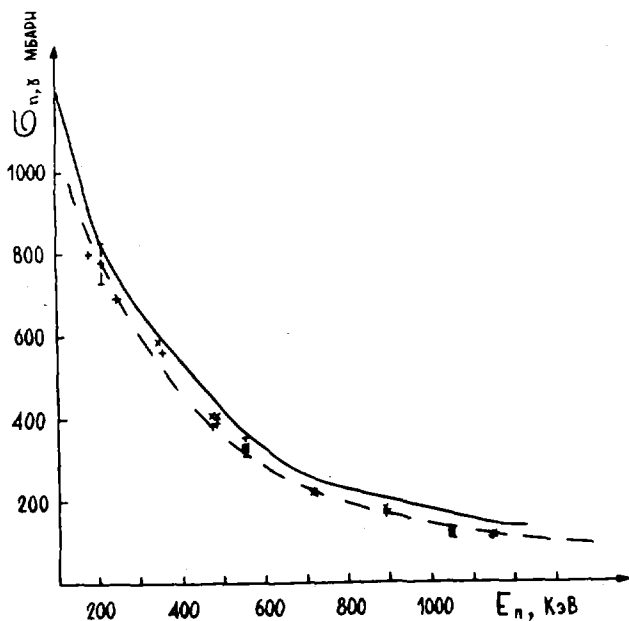
Измеренные активности образцов были поправлены на фоновые активности, наведенные рассеянными нейтронами. Более подробная информация об этих поправках для образцов обоих типов приведена авторами [4].

Отношение эффективностей регистрации $\eta_Э/\eta_X$ было определено следующим образом. Образцы из Au и NpO_2 , которые использовались в экспериментах на ускорителях, были облучены тепловыми нейтронами. Их активности были измерены на Ge-Li детекторе, и величина $\eta_Э/\eta_X$ определена из соотношения:

$$\eta_Э/\eta_X = \left(\frac{A \cdot K}{G^T} \right)_Э / \left(\frac{A \cdot K}{G^T} \right)_X$$

Здесь A - активность образца, поправленная на активацию надкadmиевыми нейтронами; K - поправка на самоэкранирование потока тепловых нейтронов в образце; G^T - сечение активации тепловыми нейтронами. Использованные значения сечений: G^T (^{237}Np) = 181 ± 9 барн [27]. G^T (^{197}Au) = $98,8 \pm 0,3$ барн (ENDF/B-5). В результате было получено значение $\eta_Э/\eta_X = 49,7 \pm 5,5\%$.

Суммарная случайная погрешность измеренного отношения сечений



Сечения радиационного захвата нейтронов ^{237}Np .
 + - данные настоящей работы; x - результаты авторов
 настоящей работы относительно $\sigma_{n,\gamma}$. Оценки: -- ENDF/B-5;
 — - работа [4]

складывается из составляющих погрешностей: отношения активностей - 2,1%, отношения эффективностей - 5,5%, поправки на рассеянные нейтроны - 1,8 + 2,7%. Погрешности величин N_0 , N_x и отношения G_0/G_x пренебрежимо малы. Погрешность эталонного сечения в рассматриваемом интервале энергий составляет 4 - 10%.

На рисунке для изученного диапазона энергий нейтронов изображены результаты наших экспериментов и имеющиеся оценки сечения $\sigma_{n,\gamma}^{237}\text{Np}$. Суммарная случайная погрешность нашего эксперимента меняется в пределах 6,5 - 6,1% при изменении энергии от 0,16 до 1,15 МэВ; она и изображена на рисунке. Если учесть погрешность опорного сечения, то с увеличением энергий нейтронов она уменьшается от 11,9% до 7,3%, а затем увеличивается до 9,3% на край диапазона.

Наши результаты почти во всем диапазоне хорошо согласуются с оценкой ENDF/B-5. Относительно оценки из работы [4] наши результаты рас-

положены ниже на 6-33%. Отметим, что в этой оценке помимо экспериментальных данных, учтенных в ENDF /B-5, использована информация из недавней неопубликованной работы Weston I.W., Todd J.H. (1979), результаты которой относятся к интервалу энергий нейтронов I - 500 кэВ.

Из сказанного, повидимому, следует сделать вывод о необходимости дополнительных измерений $\sigma_{n,\gamma}^{235\text{U}}$ относительно $\sigma_{n,\gamma}^{239\text{Pu}}$, желательно относительно каких-либо других стандартных сечений и другими методами.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Stuepeia D.C. et. al. Nucl. Sci. and Eng., 1987, v. 29, n°2, p. 218.
2. Lindner M. et. al. Nucl. Sci. and Eng., 1976, v. 89, p. 381.
3. Давлетшин А.Н., Тилунков А.О., Тихонов С.В. и др. Результаты измерений $\sigma_{n,\gamma}^{235\text{U}}$ относительно $\sigma_{n,\gamma}^{239\text{Pu}}$... - См. наст. сб., с. 181-184.
4. Derrien H. et. al. INDC(FR)-42/L, September 1980.

ИЗМЕРЕНИЕ ОТНОШЕНИЙ СЕЧЕНИЙ ДЕЛЕНИЯ ^{236}U И ^{235}U
НЕЙТРОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ 5,7 - 10,7 МэВ

А.А.Говердовский, А.К.Гордошин, Б.Д.Кузьминов,
Б.Ф.Митрофанов, А.И.Сергачев

(ФЭИ)

Выполнены измерения сечения деления урана-236 нейтронами методом импульсной синхронизации. Точность измерений лучше 1,5 %. Приведены источники и величины погрешностей измерений.

Measurement of neutron fission cross-section for U-236 have been carried out by the pulse-synchronisation method. Measurement accuracy was better than 1,5%. Measurement errors are given.

Измерение энергетической зависимости отношения сечений деления урана-236 и урана-235 проведено методом импульсной синхронизации в диапазоне энергий нейтронов 5,7 - 10,7 МэВ. Источником нейтронов служила реакция $D(d, n)^3\text{He}$. Осколки деления регистрировались двойной ионизационной камерой деления, наполненной метаном до давления 1,8 Атм.

Использование двух каналов регистрации - временного и амплитудного - для каждой камеры позволило одновременно определять эффективность регистрации осколков деления, связанную с конечной величиной уровня амплитудной дискриминации и отделять полезную информацию от фоновой. При энергиях нейтронов E_n ниже 8 МэВ из соображений достижения максимальной скорости счета при удовлетворительном разделении фоновых и исследуемых событий пролетная база составляла 30 см, а для $E_n > 8$ МэВ в связи с резким увеличением интенсивности групп фоновых нейтронов из реакций развала дейтронов на ядрах конструкционных материалов газовой мишени и в самом газе база увеличивалась до 60 см.

В работе использованы мишени делящихся изотопов толщиной 200 - 500 мкг/см² на алюминиевых подложках толщиной 0,025 мм. С помощью мишеней № 1 и № 2 (табл. 1) подробно исследовалась энергетическая зависимость отношения сечений деления ^{236}U и ^{235}U нейтронами с энергией 5,7 - 10,7 МэВ. При $E_n = 7,34; 8,10; 8,91$ МэВ измерены абсолютные значения отношений сечений деления ^{236}U и ^{235}U (мишени № 3 - 6), на которые нормирована энергетическая зависимость σ_f^6/σ_f^5 . Погрешность нормировочного коэффициента составила

Таблица I

Характеристики мишеней

№ ц/п	Содержание, %				Плотность, мг/см ²
	U-234	U-235	U-236	U-238	
1	0,020	99,992	0,0040	0,0020	0,410
2	0,0001	0,047	98,845	0,107	0,490
3	0,0020	99,992	0,0040	0,0020	0,258
4		3,002	96,87	0,130	0,198
5		4,973	94,90	0,130	0,198
6		6,943	92,929	0,127	0,198

0,51 %. Отношения сечений деления нейтронами с энергией выше 10,2 МэВ измерены на мишенях № 3 и № 6.

Влияние кинематических эффектов на эффективность регистрации осколков деления и блокировка одного слоя другим устранялись путем проведения измерений при двух противоположных ориентациях детектора осколков деления относительно нейтронного потока.

Для определения отношений чисел ядер в образцах применен метод изотопных примесей.

В процессе обработки результатов измерений учитывался ряд эффектов, искажающих измеряемую величину или уменьшающих достоверность полученных значений σ_f^6/σ_f^5 . Полное торможение части осколков в слоях определялось расчетным путем с использованием данных работы [1] и информации об угловых распределениях осколков деления ^{236}U и ^{235}U [2]. Поправка во всем исследуемом диапазоне изменения энергий нейтронов не превышала 0,35 %. Величина рассчитанной методом Монте-Карло поправки, учитывающей рассеяние нейтронов на материалах корпуса детектора осколков и подложках слоев, не превышала 0,1 %.

Влияние нейтронов, рассеянных на конструкционных материалах газовой мишени и мишенедержателя на наблюдаемую величину пренебрежимо мало, как и влияние нейтронного фона экспериментального зала. Поправка, связанная с нейтронами сопутствующих ($d, n\rho$)-реакций, извлекалась из временных спектров и составила от 0,2 до 6 % при энергиях нейтронов выше 9 МэВ, вносимая погрешность соответственно 0,02 - 0,6 %.

Влияние фона вторичных частиц из реакций (n, α) и (n, ρ) на конструкционных материалах ионизационной камеры исследовалось экспериментально в измерениях с использованием вместо рабочих мишеней чистых алюминиевых подложек.

Отношение эффективностей регистрации осколков деления измерено с погрешностью 0,50 - 0,65 % при работе с мишенями № 1 и № 2 и с пог-

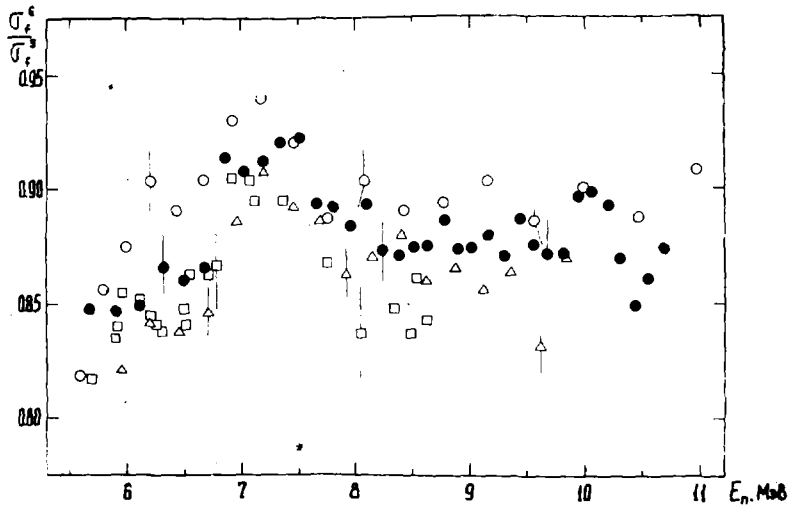
решностью 0,35 - 0,45 % при использовании мишеней № 3 и № 6.

Основной вклад в неопределенность отношения чисел ядер в образцах внесли погрешности экстраполяции амплитудного спектра осколков в область α -пика (0,40 - 0,45 %) и данных масс-спектрометрического анализа образцов (не более 0,3 %). Статистическая ошибка при этом не превышала 0,2 %. Результаты измерений отношений сечений деления $^{236}\text{U}/^{235}\text{U}$ в диапазоне энергий нейтронов 5,7 - 10,7 МэВ представлены в табл.2.

Таблица 2
Отношения сечений деления $^{236}\text{U}/^{235}\text{U}$

Е _n , МэВ	Δ Е, кэВ	σ_f^6 / σ_f^5	Δ _{стат} %	Δ _{полн} %
5,66	116	0,8477	0,32	0,81
5,90	108	0,8455	0,85	1,16
6,11	102	0,8493	1,03	1,30
6,32	97	0,8657	0,73	1,09
6,50	93	0,8602	0,70	1,03
6,68	89	0,8661	0,83	1,14
6,86	86	0,9139	0,79	1,09
7,02	83	0,9076	0,72	1,04
7,19	80	0,9122	1,05	1,29
7,34	78	0,9207	0,66	1,00
7,51	76	0,9226	0,95	1,21
7,66	74	0,8932	0,99	1,25
7,81	72	0,8918	1,06	1,29
7,96	70	0,8841	0,93	1,28
8,10	68	0,8932	0,89	1,20
8,25	67	0,8729	1,07	1,31
8,39	65	0,8710	0,74	1,05
8,52	64	0,8743	0,75	1,06
8,64	63	0,8750	0,73	1,05
8,78	62	0,8659	0,76	1,08
8,91	61	0,8735	0,78	1,11
9,03	60	0,8745	1,06	1,30
9,18	59	0,8798	0,75	1,05
9,31	58	0,8707	0,72	1,05
9,44	57	0,8867	0,76	1,10
9,56	56	0,8752	0,64	1,02
9,67	55	0,8716	0,72	1,07
9,82	54	0,8717	0,66	1,05
9,94	53	0,8969	1,07	1,46
10,06	53	0,8987	0,87	1,21
10,20	52	0,8925	1,05	1,32
10,44	51	0,8467	0,96	1,36
10,56	50	0,8607	0,82	1,45
10,69	50	0,8742	1,26	1,66

На рисунке результаты настоящей работы сравниваются с данными других авторов.



Отношение сечений деления $^{236}\text{U} / ^{235}\text{U}$:
 \square - [3]; Δ - [4]; \circ - [5]; \bullet - настоящая работа

В интервале энергий нейтронов 5,7-7,0 МэВ наблюдается неплохое согласие с данными [3]. В остальном диапазоне полученные нами отношения сечений деления в пределах ошибок совпадают с данными [4] и [5] и несколько выше значений [3]. В области $E_n > 10$ МэВ наблюдается довольно сильный разброс значений σ_f^6/σ_f^5 , которому трудно дать однозначное объяснение. В целом в области энергий нейтронов 6-11 МэВ разброс экспериментальных данных по отношениям сечений деления σ_f^6/σ_f^5 , полученных разными группами, составляет 5-7%.

Список литературы

1. Carlson G.W. - Nucl. Inst. Meth., 1974, v.119, p.97.
2. Simmons J.E., Henkel R.L. - Phys. Rev., 1960, v.120, p.198.
3. Nordborg, Conde - In: Proc. of the Intern. Conf. on Neutron Phys., Harwell, 1978, p.910.
4. Meadows J.W. - Nucl. Sci. Engng, 1978, v.65, p.171.
5. Behrens J.W., Carlson G.W. - Nucl. Sci. Engng, 1977, v.63, p.250.

An absolute measurement of ^{252}Cf prompt fission neutron spectrum at low energy range

A. Lajtai

Central Research Institute for Physics
Budapest, Hungary

P.P. Dyachenko, L.S. Kutzaeva, V.N. Kononov, P.A. Androsenko,
A.A. Seregina, A.A. Androsenko

Institute of Physics and Power Engineering
Obninsk, USSR

Измерен энергетический спектр мгновенных нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf в низкоэнергетической области ($25 \text{ кэВ} < E_n < 1,2 \text{ МэВ}$) методом времени пролета при 30-ти см. пролетной базе. Для детентирования осколков деления и нейтронов использовались ионизационная камера и литиевые стекла соответственно.

Abstract

Prompt neutron energy spectrum at low energies / $25 \text{ keV} < E_n < 1,2 \text{ MeV}$ / for ^{252}Cf spontaneous fission has been measured with a time-of-flight technique on a 30 cm flight path. Ionization chamber and lithium-glass were used as fission fragment and neutron detectors, respectively. Lithium glasses of NE-912 /containing ^6Li / and of NE-913 /containing ^7Li / 45 mm in diameter and 9.5 mm in thickness have been employed alternatively, for the registration of fission neutrons and gammas. For the correct determination of the multiscattering effects - the main difficulty of the low energy neutron spectrum measurements - a special geometry for the neutron detector was used. A special attention was paid also to the determination of the absolute efficiency of the neutron detector. The real response function of the spectrometer was determined by a Monte-Carlo calculation. The scattering material content of the ionization chamber containing a ^{252}Cf source was minimized.

As a result of this measurement a prompt fission neutron spectrum of Maxwell type with a $T = 1,42 \text{ MeV}$ parameter was obtained at this low energy range. We did not find any neutron excess or irregularities over the Maxwellian.

1. Introduction

^{252}Cf fission prompt neutron energy spectrum is proposed as a reference standard. Californium sources are widely used for neutron detector calibration, in different neutron scattering and capture experiments, in fission, heavy-ion, reactor physics, defence physics, medical investigations and so a high accuracy of the spectrum in a wide energy range is required. A number of spectrum measurements have been done and being carried on recently [1-5]. One can conclude that ^{252}Cf fission prompt neutron spectrum at the $1 \text{ MeV} < E_n < 6 \text{ MeV}$ energy range can be described by a Maxwellian distribution with $T = 1.42 \text{ MeV}$ and with a not more than 3-5 % deviation. Outside of this energy range the complex experimental difficulties are arising. At low energies up to 1 MeV there are two different groups of results. In the first one [6-9] essential deviations /up to 30 %/ were found to the Maxwell spectrum, extrapolated from data measured at high energies. On the contrary, in the second group of experimental results, the energy spectra from 10 keV to 6 MeV can be fitted well by a Maxwellian distribution of $T = 1.42 \text{ MeV}$ [1-3].

In an attempt to solve this discrepancy we have repeated the low energy californium spectrum measurements paying special attention to get absolute spectrum data and to minimize the uncertainties due to backgrounds of different type and the neutron detector efficiency.

2. Experimental method

The experimental arrangement is shown in Fig. 1. The fragment detector was a fast ionization chamber 78 mm in diameter and 120 mm in length made of 0.1 mm stainless steel filled with 3 atm. of gas mixture /Ar-90 %, CO_2 -10 %/. Electrodes were of 0.1 mm stainless steel too. Diameters of electrodes and the distance between them were 25 mm and 1.5 mm respectively. The ^{252}Cf source of 10^4 fissions per second 6 mm in diameter was volatilized onto one of electrodes.

NE-912 lithium glass /45 mm in diameter and 9.5 mm in thickness/ and FEU-50 photomultiplier were used as neutron detector. For measuring the background of delayed *gamma* rays the NE-912 glass was replaced by NE-915 lithium glass of same dimensions because it is insensitive to neutrons in the studied energy range [10]. The glass was fixed in the centre of a thin-wall aluminium cell mounted at the photocathode of the photomultiplier. Details of the construction and characteristics of the detector can be find in Ref. [11,12]. This arrangement of neutrons and fission detectors essentially reduces the amount of scattering materials in the solid angles of neutron detection.

It is very important because the background due to neutron scattering on these materials cannot be measured directly in the experiment. Distortion of the spectrum due to these neutrons was taken into account by using the response function of the spectrometer.

The background component due to the neutron scattering on materials out of neutron detection solid angle Ω was determined in shadow cone experiments.

The effect of systematic random coincidences was eliminated by a pile up rejector, which discriminates the double step signals [13].

General characteristics of the spectrometer are follows: the neutron flight path was 50 cm, while the channel width of the analyser was 0.704 usec. Amplitude spectra of neutron and fragment detectors, thresholds in the fast and slow channels are shown in Fig.2. The apparatus response functions of the fast channels were measured using an additional scintillation /stylybene/ detector for the fission gamma rays and for measuring γ - γ coincidences from ^{60}Co in the fission fragment and neutron channels, respectively, as shown in Fig. 3. Differential and integral nonlinearities of the spectrometer did not exceed 0.7 and 0.5 %, respectively.

Measurements have been performed in a cycle regime, each of them consists of four series of measurements of 24 hours: with NE-912 and NE-913 scintillators both with and without shadow cone, respectively. The total number of fission events recorded was $N_f = 1.525 \cdot 10^{10}$ for each of the four arrangements.

3. Data treatment

In general case the measured neutron spectrum can be described by a Fredholme's integral equation of the second kind:

$$P(t) = \int F(E,t) \varphi(E) dE$$

where $P(t)$ is the measured spectrum, $\varphi(E)$ is the prompt fission energy spectrum and $F(E,t)$ is the spectrometer response function.

Unfortunately, the function $F(E,t)$ for thick lithium glass cannot be determined with sufficient accuracy, and some difficulties can take place at solving this equation.

In the present work the data were processed as follows: at the first step the background of random coincidences was subtracted from the measured spectra. Then using of expression

$$P(t) = P_1(t) - P_2(t) - P_3(t) + P_4(t)$$

where $P(t)$ is the flight time spectrum of fission neutrons, as shown in Fig. 4. $P_1(t)$, $P_2(t)$, $P_3(t)$, and $P_4(t)$ are the flight time spectra from measurements with NE-912, NE-913 scintillators, without and with shadow cone, respectively. At the same time the $P_3(t)$ spectrum has been corrected for some possible shadow cone transmission.

The $P(t)$ distribution has been corrected for the deviation of the real response function of spectrometer from the δ -function:

$$P'(t) = \alpha(t)P(t)$$

The correction factor $\alpha(t)$ was calculated by the following expression

$$\alpha(t) = \left\{ \int \delta(t-t(E)) \mathcal{E}'(E) \varphi(E) dE \right\} / \left\{ 2 \int F(E,t) \varphi(E) dE \right\} .$$

where $\varphi(E)$ is a Maxwellian distribution with $T = 1.42$ MeV and $\mathcal{E}'(E)$ is the theoretical efficiency of neutron detection. $\mathcal{E}'(E)$ was calculated by the following expression:

$$\mathcal{E}'(E) = \int F'(E,t) dt ,$$

where $F'(E,t)$ is the probability of detection of a neutron, at the time t , emitted from the source with energy E , at $t=0$ into solid angle Ω , when the source and the detector are in vacuum /see Table 1/. $F(E,t)$ is the real response function of the spectrometer determined as

$$F(E,t) = \int F''(E,t) F'(t,t') dt'$$

where $F''(E,t)$ the same as $F'(E,t)$ but when the source and detectors are in the real experimental conditions /see Table 1/. $F'(t,t')$ is the response function of the apparatus. The distribution $F'(t,t')$ was obtained by the following expression:

$$F'(t,t') = \int F_f(t,t'') F_n(t',t'') dt'' ,$$

where $F_f(t,t'')$ and $F_n(t',t'')$ are apparatus response functions of fast channels for fragments and neutrons, respectively /Fig. 3/.

Functions $F'(E,t)$ and $F''(E,t')$ were calculated by Monte-Carlo method, basic input data of which are presented in Table 1. The concentration of ${}^6\text{Li}$ in the lithium glass NE-912 was determined by the data of Nuclear Enterprises Ltd. Catalogue [10]. The ${}^7\text{Li}$, O, Si concentrations were determined by using data from Ref. [14]. The neutron cross-section data for ${}^6\text{Li}$, for ${}^7\text{Li}$, Si, O, N and for Fe were taken from the file ENDF/B-V from file ENDF/B-IV and from Ref. [15] respectively.

It was assumed in the calculations that the neutrons are detected only by ${}^6\text{Li}(n, \alpha) {}^3\text{T}$ reaction. The Monte-Carlo programme BRAND [16] for 200 energies of monoenergetic source of neutrons in the energy range $0 < E_n < 2$ MeV was used. Results of calculations for $F'(E, t)$ functions at neutron energies 0.025, 0.245, 0.445 and 1.005 MeV are shown in Fig. 3, while Fig. 5 shows the correction factor $\mathcal{L}(t)$. It can be seen that the difference of the real spectrometer response function from the δ -function is essential. When this correction is ignored, a softening of the measured spectrum and essential spectrum oscillations near the strong resonances of lithium and oxygen of energies 0.242 and 0.442 MeV, respectively, can be observed. For example, the response function broadening on the high time side due to the before-detection-scattering of neutrons at the 0.442 MeV oxygen resonance can lead to a dip of 25 % in the spectrum at this energy /Fig. 5/.

For speeding of the Monte-Carlo calculation of $F'(E, t)$ function /see Table 1/ some simplifications have been used. In particular instead of the gas mixture of the fission chamber air, instead of stainless steel iron were assumed, respectively. The window thickness /80 micron thick aluminium foil/ of the neutron detector has been ignored. Estimated errors caused by these simplifications are within the statistical accuracy of the Monte-Carlo calculation.

4. Results and discussion

${}^{252}\text{Cf}$ fission prompt neutron spectrum $N(E)$ /shown in Fig. 6. and Table 2/ was obtained using the following expression

$$N(E) = \frac{P(E)}{N_f \cdot \Omega \cdot \mathcal{E}(E)}$$

$P(E)$ is the converted to energy scale $P'(t)$ distribution, N_f is number of fission events, Ω and $\mathcal{E}(E)$ are the solid angle and efficiency of the neutron detection. The data for $\mathcal{E}(E)$ were taken from ref. [11] which was specially devoted to experimental investigation of the absolute neutron detection

efficiency of the lithium glass used in this work.

The spectrum data errors include the statistical errors of the measurements of $P_1(t)$, $P_2(t)$, $P_3(t)$, $P_4(t)$ distributions, the errors of the $\lambda(t)$ correction, the error of the neutron detection efficiency, the errors of N_f and Ω . The error of $\lambda(t)$ which less than 2% was obtained from the deviation of two $\lambda(t)$ calculated for different Maxwellians with parameters T of 1.2 and 1.6 MeV, respectively, taking into account the statistical accuracy of calculations. The error in N_f was determined using the fission fragments spectrum /see Fig. 2/ and was equal $\pm 3\%$. Error in Ω , defined by the accuracy of the flight path determination and the diameter of the lithium glass, was equal to $\pm 2\%$.

Fig. 6 shows a Maxwellian distribution with parameter $\bar{v}_p = 3.757$ /ENDF/B-V/ and $T = 1.42$ MeV, which describes the experimental data quite well. With some exceptions the deviation of experimental data from the values of a Maxwellian distribution do not exceed $\pm 5\%$. The ratio of the three-point averaged experimental data to the same Maxwellian is shown in Fig. 7. This result confirms the conclusion made by M.V. Blinov and his coworkers [1-3] and contradicts to experimental data of Ref. [6-9], where essential deviations were found from a Maxwellian distribution extrapolated from higher energies.

It is difficult to find the exact reasons for these disagreements, including our earlier measurements, too [7,8]. We can point out only some factors which were not taken into account in our earlier measurements [7,8]. For example the real response function of the spectrometer was not taken into account though it plays a very important role specially at the geometry used in Ref. [7]. Inclusion of delayed neutrons might cause a softening of the measured spectrum [8].

6. Acknowledgements

The valuable assistance in electronics of E.O. Poletaev and N.N. Semenova are gratefully acknowledged. The authors are indebted to V.N. Dushin for helpful discussions in process of the data treatment.

Table 1: Models for Monte-Carlo calculations of functions $F'(E,t)$ and $F''(E,t)$

No of zone	r [cm]	h [cm]	Concentration [nucl. \times cm $^{-3}$ \times 10 20]											
			${}^6\text{Li}$		${}^7\text{Li}$		N		O		Fe		Si	
			$F'(E,t)$	$F''(E,t)$	$F'(E,t)$	$F''(E,t)$	$F'(E,t)$	$F''(E,t)$	$F'(E,t)$	$F''(E,t)$	$F'(E,t)$	$F''(E,t)$	$F'(E,t)$	$F''(E,t)$
1	2.25	100	-	-	-	-	-	0.42	-	0.12	-	-	-	-
2	2.25	0.01	-	-	-	-	-	-	-	-	-	8.5	-	-
3	2.25	1.73	-	-	-	-	-	0.42	-	0.12	-	-	-	-
4	2.25	0.01	-	-	-	-	-	-	-	-	-	8.5	-	-
5*	2.25	0.15	-	-	-	-	-	0.42	-	0.12	-	-	-	-
6	2.25	0.01	-	-	-	-	-	-	-	-	-	8.5	-	-
7	2.25	1.88	-	-	-	-	-	0.42	-	0.12	-	-	-	-
8	2.25	0.01	-	-	-	-	-	-	-	-	-	8.5	-	-
9	2.25	27.62	-	-	-	-	-	0.42	-	0.12	-	-	-	-
10	2.25	0.95	175.4	175.4	8.6	8.6	-	-	477.8	477.8	-	-	191.2	91.2
11	2.25	100	-	-	-	-	-	0.42	-	0.12	-	-	-	-

204

*Source is located on the boundary between 5 and 6 zone.

Table 2: Efficiency of neutron detection $\mathcal{E}(E)$ [%] and prompt neutron spectrum $N(E)$ for spontaneous fission of ^{252}Cf [neutr. x fission $^{-1}$ x MeV $^{-1}$ x sterad. $^{-1}$ x 10 $^{-2}$]

E_n , keV	$\mathcal{E}(E)$	$N(E)$	E_n , keV	$\mathcal{E}(E)$	$N(E)$
25	1.89±0.04	3.27±0.46	35	1.70±0.04	2.72±0.45
45	1.53±0.03	4.34±0.48	55	1.39±0.03	4.37±0.49
65	1.35±0.03	4.55±0.48	75	1.29±0.03	5.05±0.49
85	1.29±0.03	4.89±0.46	95	1.32±0.03	5.67±0.45
105	1.34±0.03	5.67±0.50	115	1.38±0.04	6.44±0.53
125	1.40±0.05	7.35±0.56	135	1.48±0.07	7.12±0.52
145	1.58±0.08	6.86±0.50	155	1.74±0.09	7.83±0.54
165	1.94±0.10	7.72±0.53	175	2.65±0.14	7.05±0.48
185	2.62±0.14	8.39±0.56	195	3.78±0.20	7.38±0.49
205	4.58±0.24	7.12±0.47	215	5.38±0.28	8.39±0.55
225	5.40±0.28	8.02±0.53	235	6.52±0.34	7.76±0.51
245	6.54±0.34	7.83±0.51	255	5.72±0.30	8.02±0.52
265	5.00±0.26	8.95±0.58	275	5.16±0.27	8.47±0.56
285	4.54±0.23	8.35±0.55	295	3.35±0.17	9.55±0.63
305	2.97±0.15	9.21±0.61	315	2.70±0.14	9.19±0.61
325	2.69±0.14	8.64±0.57	335	2.19±0.11	9.38±0.63
345	2.04±0.11	8.88±0.60	355	1.88±0.10	9.32±0.61
365	1.89±0.10	9.14±0.62	375	1.79±0.09	9.17±0.68
385	1.62±0.08	9.40±0.64	395	1.59±0.08	9.06±0.62
410	1.48±0.08	9.70±0.65	430	1.36±0.07	9.99±0.67
450	1.28±0.07	9.43±0.63	470	1.11±0.06	9.73±0.66
490	1.00±0.05	9.39±0.63	510	0.89±0.05	9.85±0.67
530	0.82±0.04	10.14±0.68	550	0.76±0.04	10.03±0.68
570	0.74±0.04	9.66±0.66	590	0.71±0.04	9.85±0.67
610	0.68±0.04	10.10±0.69	630	0.65±0.03	10.03±0.69
650	0.63±0.03	10.07±0.69	670	0.62±0.03	10.03±0.69
690	0.60±0.03	9.99±0.69	710	0.56±0.03	10.37±0.71
735	0.54±0.03	10.41±0.70	765	0.52±0.03	10.55±0.71
795	0.53±0.03	10.22±0.69	825	0.54±0.03	9.99±0.68
855	0.54±0.03	9.66±0.65	885	0.53±0.03	10.07±0.68
915	0.53±0.03	9.73±0.66	945	0.53±0.03	9.70±0.66
975	0.54±0.03	9.47±0.64	1005	0.54±0.03	9.51±0.64
1020	0.53±0.03	9.40±0.63	1060	0.52±0.03	10.03±0.67
1100	0.50±0.03	10.0±0.67	1140	0.51±0.03	10.07±0.67
1180	0.50±0.03	9.66±0.63	1200	0.50±0.03	10.0±0.67

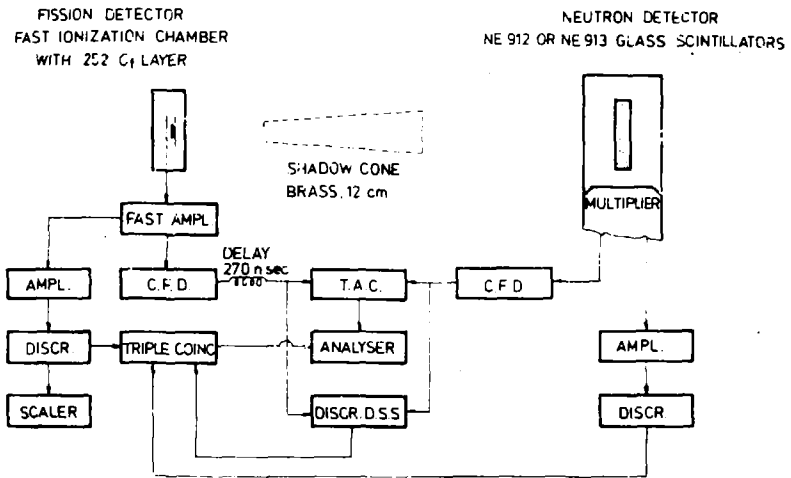


Fig. 1. Schematic drawing of experimental arrangement

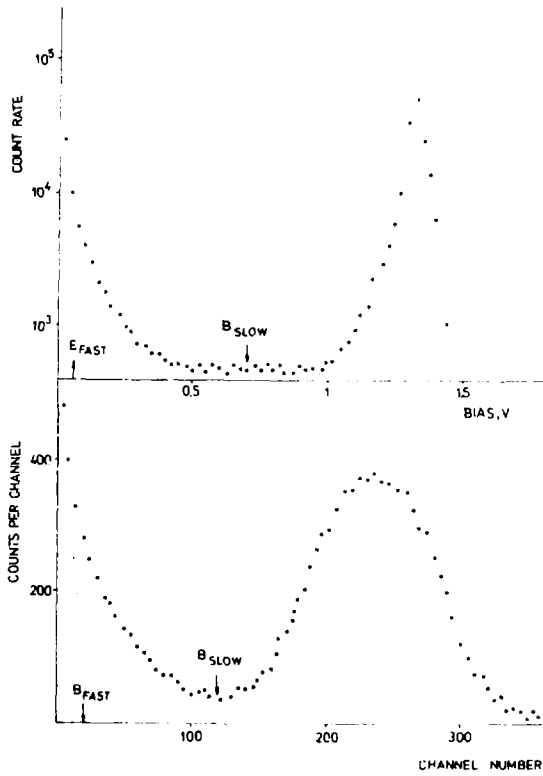


Fig. 2. Fission fragment amplitude spectrum of ionization chamber /top/ and thermal-neutron spectrum of NE-921 scintillator /bottom/

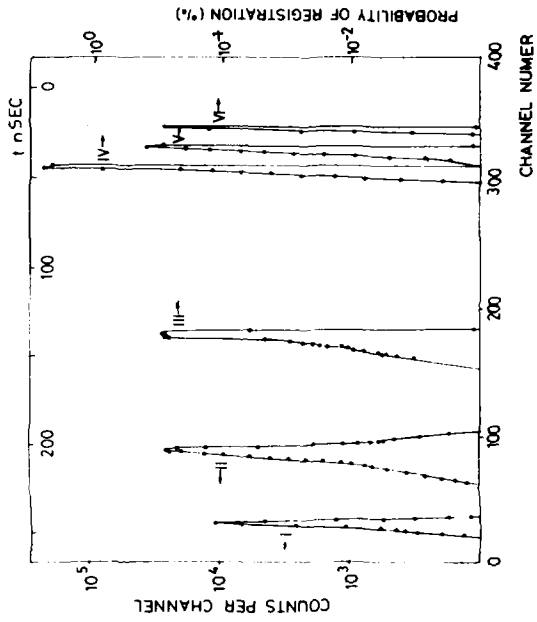


Fig. 3. Response functions

I-II the measured $F_f(t, t')$ and $F_n(t, t')$ response function

III-IV the calculated $F^*(E, t)$ response function at neutron energies 0.025, 0.245, 0.445 and 1.005 MeV

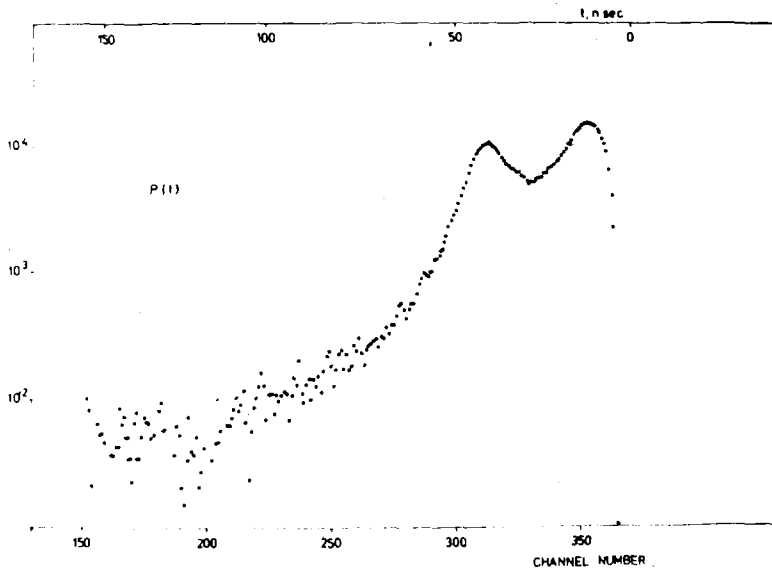


Fig. 4. Fission neutron flight time spectrum $P(t)$

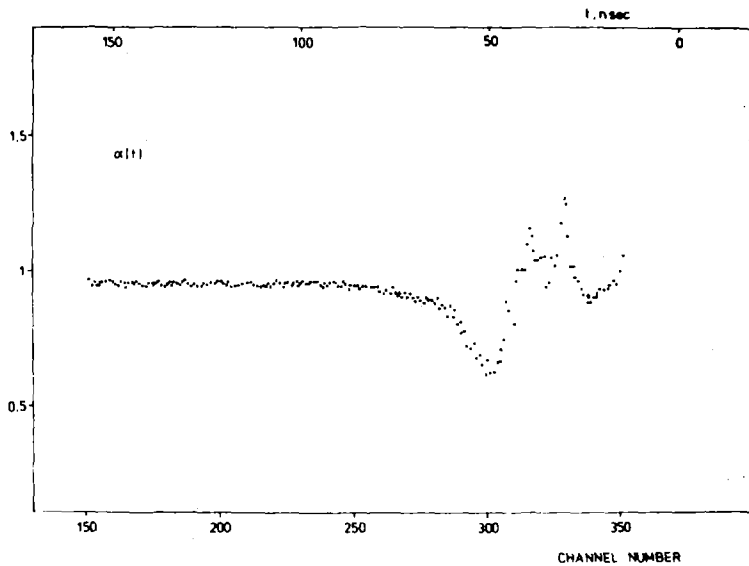


Fig. 5. $\alpha(t)$ response function correction

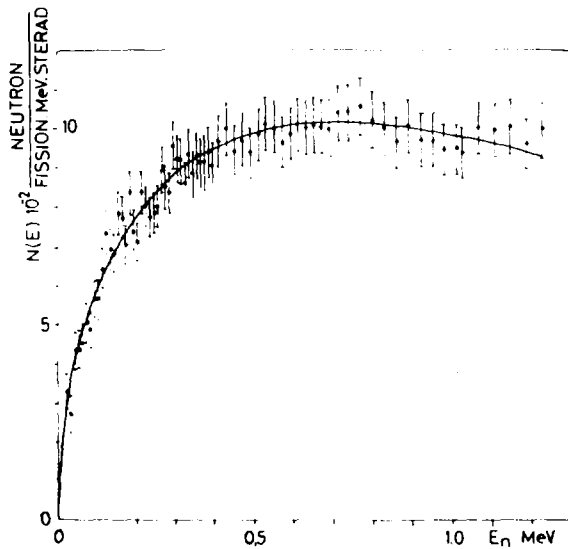


Fig. 6. Prompt fission neutron spectrum $N(E)$ of ^{252}Cr

• - recent experimental data

— - calculated Maxwell spectrum

$$N(E) = \bar{\nu}_p (2\pi T)^{-3/2} T^{-3/2} \sqrt{E} \exp\{-E/T\}$$

with $\bar{\nu}_p = 3.757$ and $T = 1.42$ MeV

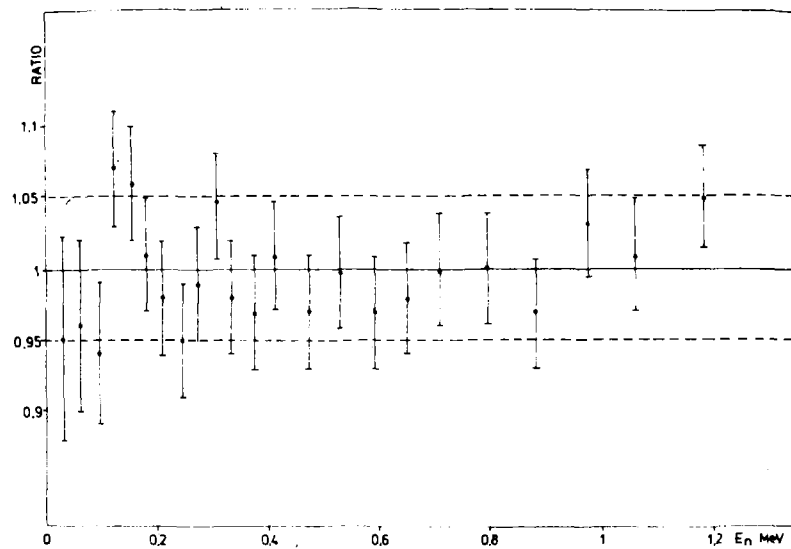


Fig. 7. Ratio of the present results to Maxwellian with a temperature of 1.42 MeV

References

- [1] M.V. Blinov, V.A. Vitenko, V.T. Touse, NBS Spec. Publ. 493 /1977/ 194
- [2] M.V. Blinov, INDC /NDS/ 114 GT /1980/ 79/Review/
- [3] M.V. Blinov, G.S. Boykov, V.A. Vitenko, Antwerp Conference 2 /1983/ 479
/International Conference on Nuclear Data for Science and Technology, Antwerp 6-10 Sept 1982. Proceedings edited by K.H. Böckhoff, Reidel Publishing Company 1983/
- [4] W.P. Poenitz, T. Tamura, Antwerp Conference 2 /1983/ 465
- [5] R. Böttger, H. Klein, A. Chalupka, B. Ströhmaier, Antwerp Conference 2 /1983/ 484
- [6] J.W. Meadows, Phys. Rev. 157 /1967/ 1076
- [7] L. Jéki, et al., Prompt Fission Neutron Spectra IAEA, Vienna /1972/ 81
- [8] P.P. Dyachenko, et al., At. Energ. 42 /1977/ 25
- [9] B.I. Starostov, A.F. Semenov, V.N. Nefedov, INDC /CCP/ 164L /1981/
- [10] Nuclear Enterprises Ltd Catalogue /1977/
- [11] V.N. Kononov, E.D. Poletaev, M.V. Bohovko et al., " Neutron detection efficiency of the thick lithium glass detector " , 6th National Soviet Conf. on Neutron Physics, Kiev /1983/
- [12] V.N. Kononov et al., Prib. i Techn. Experimenta 3 /1979/ 77
- [13] P.P. Dyachenko, V.S. Nesterenko, V.M. Piksajkin, Prib. i Techn. Experimenta 3 /1981/ 95
- [14] F. Wider, Eir-Bericht 217 /1975/
- [15] V.M. Bichkov et al., Nuclear Contant Series Atomizdat 1 /36/ - M /1980/ 65
- [16] P.A. Androsenko, A.A. Androsenko, Preprint FEI-1300 /1982/

ИЗМЕРЕНИЕ ПОЛНОГО НЕЙТРОННОГО СЕЧЕНИЯ И РЕЗОНАНСНЫХ
ПАРАМЕТРОВ ^{249}Cf В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИИ 0,02 - 66 ЭВ

Ануфриев В.А., Алексеев А.Б., Бабич С.И., Ефремов Ю.В., Ерин Е.А.,
Кочерыгин Н.Г., Нефедов В.Н., Никольский С.Н., Тимофеев Г.А.

(НИИАР им. В.И.Ленина)

Представлены результаты исследования полного
нейтронного сечения калифорния - 249 в области до
66 эВ на механическом селекторе нейтронов

The total cross section and resonance parameters for ^{249}Cf are measured with in the energy range below 66 eV using the neutron chopper.

Методом времени пролета проведены измерения пропускания и определены резонансные параметры ^{249}Cf . Измерения осуществлялись на четырехроторном селекторе нейтронов [1]. Детектором нейтронов служила батарея гелиевых счетчиков. Все измерения проведены на 91,6 - метровой пролетной базе с лучшим разрешением 58 нс/м. Статистическая точность экспериментальных данных не хуже 1-2%, нейтронный фон не превышал 4%. Поперечное сечение пучка нейтронов на выходе из селектора равнялось $0,37 \text{ мм}^2$, что дало возможность исследовать образец, содержащий всего лишь 0,83 мг ^{249}Cf . В качестве образца использовался изотопно и радиохимически чистый ^{249}Cf , подвергнутый глубокой очистке от трехвалентных актинидов и нерадиоактивных примесей. Количество ^{249}Cf определялось по α - активности с погрешностью не хуже 5%. При изготовлении использовался метод сорбции калифорния на фосфате циркония, помещенного в калиброванный кварцевый капилляр с внутренним сечением $1,1 \text{ мм}^2$. Одновременно с основным образцом изготовлялся и "фальш" - образец. Оба капилляра высушивались при температуре 300° , и герметизировались в металлической ампуле.

Полученная толщина образца ($1,85 \cdot 10^{-4}$ ат/см ^{249}Cf) и характеристики спектрометра позволили измерить энергетическую зависимость пропускания нейтронов в диапазоне 0,02 - 66 эв. В области энергий 0,7-66эВ методом "формы" по одноуровневой формуле Брейта-Вигнера определены параметры 43 уровней ^{249}Cf (таблица).

Параметры уровней ^{249}Cf

Результаты данной работы			Результаты работы [2]	Результаты работы [4]
E_0 , эВ	Γ , мэВ *	$2q\Gamma_n^0$, мэВ	$2q\Gamma_n^0$, мэВ	$2q\Gamma_n^0$, мэВ
1	2	3	4	5
-0,18	190	$2q\Gamma_n = 0,116$		
$0,705 \pm 0,014$	147 ± 9	$0,88 \pm 0,05$	0,741	0,85
$3,88 \pm 0,43$	77 ± 14	$0,15 \pm 0,02$	0,115	0,133
$5,08 \pm 0,02$	169 ± 23	$0,30 \pm 0,02$	0,268	0,319
$7,58 \pm 0,01$	90	$0,058 \pm 0,033$	0,063	0,059
$8,66 \pm 0,01$	150	$0,136 \pm 0,014$	0,115	0,136
$9,44 \pm 0,04$	219 ± 64	$0,49 \pm 0,06$	0,362	0,47
$10,26 \pm 0,17$	171 ± 68	$0,081 \pm 0,040$	0,078	0,080
$12,01 \pm 0,13$	250	$0,13 \pm 0,07$	0,037	0,015
$13,61 \pm 0,07$	180	$0,283 \pm 0,030$	0,403	0,231
$13,82 \pm 0,02$	170	$0,22 \pm 0,03$		0,284
$16,09 \pm 0,04$	245 ± 122	$0,22 \pm 0,05$	0,159	0,235
$16,89 \pm 0,01$	146 ± 44	$0,45 \pm 0,06$	0,42	0,495
$17,11 \pm 0,26$	197 ± 47	$0,048 \pm 0,015$	0,004	0,017
$19,04 \pm 0,14$	126 ± 85	$0,14 \pm 0,06$	0,04	0,10
$21,46 \pm 0,01$	233 ± 24	$1,92 \pm 0,41$	1,73	1,76
$21,92 \pm 0,01$	160	$0,39 \pm 0,03$	0,39	0,35
$23,65 \pm 0,06$	190	$0,15 \pm 0,07$	0,13	0,18
$26,19 \pm 0,14$	450	$0,44 \pm 0,10$	0,31	0,19
$27,82 \pm 0,12$	75	$0,06 \pm 0,02$	0,15	0,09
$28,32 \pm 0,05$	132 ± 64	$0,35 \pm 0,07$	0,77	0,3
$28,91 \pm 0,07$	210	$0,11 \pm 0,08$	0,01	0,07
$30,37 \pm 0,15$	150	$0,08 \pm 0,04$	0,15	0,06
$31,00 \pm 0,08$	310	$0,19 \pm 0,09$	0,42	0,22
$31,70 \pm 0,11$	210	$0,20 \pm 0,09$	0,15	0,22
$33,39 \pm 0,19$	245	$0,20 \pm 0,11$	0,29	0,21
$36,38 \pm 0,07$	100	$0,45 \pm 0,11$	1,04	0,41
$37,02 \pm 0,10$	150	$0,40 \pm 0,11$	0,65	0,46
$37,21 \pm 0,64$	300	$0,14 \pm 0,09$	0,10	0,19
$37,89 \pm 0,60$	225	$0,13 \pm 0,08$	0,08	0,15
$39,74 \pm 0,08$	200	$0,64 \pm 0,13$	0,41	0,37
$40,43 \pm 0,10$	250	$0,66 \pm 0,15$	0,52	0,55

I	2	3	4	5
43,24 ± 0,17	130	0,38 ± 0,15	0,099	0,041
45,47 ± 0,11	115	0,64 ± 0,16	0,58	0,38
47,70 ± 0,13	500	0,11 ± 0,04	0,32	0,10
48,35 ± 0,87	350	0,68 ± 0,22	0,44	0,52
51,17 ± 0,31	370	0,46 ± 0,24	0,24	0,32
52,20 ± 0,12	150	0,96 ± 0,22	1,15	1,26
53,19 ± 0,19	500	0,56 ± 0,28	0,65	0,59
56,31 ± 0,32	500	0,67 ± 0,30	0,41	0,63
57,42 ± 0,32	650	0,63 ± 0,31	0,60	0,71
58,90 ± 0,23	200	0,70 ± 0,27	0,51	0,20
59,61 ± 0,65	730	0,37 ± 0,18		0,26
65,58 ± 0,25	260	1,07 ± 0,25	0,83	0,74

* - значения Γ , приведенные без ошибок, - оценочные.

В столбце 4 данные до 17 эВ взяты из работы [2], а выше-из работы [3].

Полученные значения $2q\Gamma_n^0$ сравнивались с данными, опубликованными в работах [2,3,4] и приведенными в столбцах 4,5 таблицы. Из таблицы видно, что для уровней с E_0 : 12,01эВ, 17,11эВ, 39,74эВ и 43,24эВ получены значения $2q\Gamma_n^0$, значительно превосходящие эти величины, приведенные в работах [2,3,4].

Энергетическая зависимость экспериментального сечения в тепловой области энергий (0,02-1,5)эВ не описывается параметрами найденных уровней ^{249}Cf . Для правильного описания введен "отрицательный" резонанс с параметрами: $E = -0,18\text{эВ}$, $\Gamma = 190\text{мэВ}$. $2q\Gamma_n = 0,116\text{мэВ}$. Полное нейтронное сечение ^{249}Cf при $E_0 = 0,025\text{эВ}$ $\sigma_{\text{tot}} = (2400 \pm 200)\text{б}$.

Полученные результаты по резонансным параметрам ^{249}Cf позволили провести анализ статистических распределений нейтронных ширин (Γ_n^0) и расстояний между уровнями. Из проведенного анализа можно сделать следующие выводы:

1. В области энергий нейтронов до 40эВ не наблюдается заметного пропуска уровней ^{249}Cf .

2. В области энергий до 66эВ наилучшее согласие экспериментального и теоретического распределения нейтронных ширин получается при введении Ω дополнительных слабых уровней.

3. Интегральное распределение расстояний между уровнями ^{249}Cf соответствует распределению Вигнера для двух систем уровней, реализуемых в случае ($^{249}\text{Cf} + n$) - система.

4. Определены среднестатистические величины, характеризующие полное

нейтронное сечение ^{249}Cf : $S_0 = (1,15 \pm 0,25) 10^{-4}$,
 $\bar{D} = (1,10 \pm 0,06) \text{эВ}$, $2q\Gamma_n^0 = 0,3 \text{мэВ}$, $I_\gamma = (800 \pm 80) \text{б}$.

Литература

1. Кочерыгин Н.Г., Бабич С.И., Никольский С.Н. и др. Нейтронный прерыватель с четырьмя синхронно-вращающимися роторами, подвешенными в магнитном поле. Препринт НИИАР, г.Дмитровград, 1979, 28(387).
2. Dabbs J.W. et al. Reports, ORNL-4937, 1974, p. 181.
3. Sibbert N.C. Nucl.Sci.Engng., 1973, v. 51, p.376.
4. Carlton R.F. et al. Intern. Conf. on Nucl. Cross Sections For Technology, Knoxville, 1979, p. 707.

РЕЗУЛЬТАТЫ МНОГОУРОВНЕВОЙ ПАРАМЕТРИЗАЦИИ НЕЙТРОННЫХ
СЕЧЕНИЙ ^{239}Pu

В. В. Колесов, А. А. Лукьянов

(ФЭИ, Обнинский филиал МИФИ)

В формализме S -матрицы проведен согласованный многоуровневый анализ резонансной структуры полного и сечения деления P_{α} - ^{239}Pu ниже 500 эВ. Воспроизводимые по найденным параметрам сечения при разных температурах используются для вычисления и оценки факторов резонансного самоэкранирования в энергетических группах.

In frame of S -matrix formalism an adjusted set of multi-level parameters of total and fission cross sections for ^{239}Pu up to the 500 eV is obtained. The corresponding cross sections with account of temperature dependences are used for resonance selfshielding factors calculations in some energy groups.

Задача параметризации детальной энергетической структуры нейтронных сечений в резонансной области представляет существенный интерес как для исследования физики ядерных реакций, так и для практических приложений в реакторных расчетах. Схемы параметризации формулируются в теории резонансных ядерных реакций. Возможности разных схем, используемые в них приближения, преимущества и недостатки в приложениях к анализу резонансной структуры нейтронных сечений рассматриваются, например, в монографии [1]. Анализируя резонансную структуру сечений - полного и деления - для ядра ^{239}Pu , мы использовали результат S -матричной теории, где энергетическая зависимость в общем случае представляется суммой резонансных членов [1,2]:

$$\sigma_f = \frac{4\pi\sqrt{E}}{K^2} \sum_m \left[\frac{G_m^f}{\mathcal{D}_m} \Psi\left(\frac{E-M_m}{\mathcal{D}_m}, \frac{\mathcal{D}_m}{\Delta}\right) + \frac{H_m^f}{\mathcal{D}_m} \chi\left(\frac{E-M_m}{\mathcal{D}_m}, \frac{\mathcal{D}_m}{\Delta}\right) \right] \quad (I)$$

$$\sigma = \sigma_p + \frac{4\pi\sqrt{E}}{K^2} \sum_m \left[\frac{G_m}{\mathcal{D}_m} \Psi\left(\frac{E-M_m}{\mathcal{D}_m}, \frac{\mathcal{D}_m}{\Delta}\right) + \frac{H_m}{\mathcal{D}_m} \chi\left(\frac{E-M_m}{\mathcal{D}_m}, \frac{\mathcal{D}_m}{\Delta}\right) \right],$$

где Ψ и χ — доплеровские функции (Δ — доплеровская ширина уровня m , эффективно учитывающая также и конечность разрешения эксперимента [1,2]); σ_p — потенциальное сечение, полученное нами равным 10,2 барн. Величины G_m^t , H_m^t , G_m , H_m , Δ_m , M_m , σ_p для набора резонансов m в ограниченном интервале энергии являются параметрами схемы, определяемыми из анализа экспериментальных данных.

Для этой цели разработана методика совместного анализа двух сечений — полного и деления — в одном и том же интервале резонансных энергий и создана соответствующая поисковая программа для нахождения согласованного набора резонансных параметров двух сечений в широком интервале энергии, а также погрешностей параметров при заданных погрешностях экспериментальных данных [3]. В анализе использовались данные нескольких авторов, основными из которых служили данные Блонса по сечению деления и Дариена для полного сечения [4,5]. В результате анализа удалось получить набор резонансных параметров всех наблюдаемых уровней ^{239}Pu ниже ~ 500 эВ [6]. Воспроизводимые с помощью этих параметров сечения (I) во всем этом интервале энергий согласуются с точностью до величины погрешности измерения в отдельной точке с данными экспериментов [4,5]. Существенным моментом такого согласованного анализа двух резонансных сечений является задача приведения энергетических шкал разных экспериментов друг к другу, требующая в общем случае нескольких итераций и перенормировок.

Получив возможность по известным параметрам воспроизводить детальную энергетическую структуру сечений ^{239}Pu при произвольной температуре (Δ) (I), мы провели расчеты средних по отдельным энергетическим интервалам i (группам) сечений и функционалов от сечений, широко используемых в реакторно-физических приложениях [7]. Это среднее по группе пропускание в зависимости от толщины мишени:

$$T_i(n) = \langle \exp(-n\sigma) \rangle_i \quad (2)$$

и функционал

$$T_i^f(n) = \langle \sigma_f \exp(-n\sigma) \rangle_i / \langle \sigma_f \rangle_i, \quad (3)$$

измеряемые непосредственно в эксперименте [8]. В табл. 1, 2 представлены результаты расчетов по нашим параметрам в группах вместе с данными прямых измерений и расчетами по методикам [7-10].

Средние в группах пропускания - $T_i(n)$ для ^{239}Pu

№ гр.	E эВ		Толщина образца n [ядер/барн] $\times 10^2$						
			0,217	0,412	0,822	1,650	3,290	6,580	12,34
16	215 465	[8]	0,917	0,812	0,683	0,561	0,376	0,202	0,086
		[6]	0,933	0,873	0,771	0,614	0,426	0,217	0,075
		[7]	0,926	0,873	0,787	0,660	0,490	0,294	0,134
17	100 215	[8]	0,897	0,816	0,698	0,592	0,397	0,219	0,101
		[6]	0,913	0,847	0,747	0,605	0,412	0,223	0,084
		[9]	0,908	0,845	0,742	0,595	0,410	0,215	0,079
18	46,5 100	[8]	0,833	0,730	0,578	0,446	0,299	0,150	0,045
		[6]	0,836	0,746	0,612	0,446	0,278	0,118	0,037
		[9]	0,837	0,745	0,608	0,435	0,251	0,101	0,026
19	21,5 46,5	[8]	0,901	0,835	0,728	0,659	0,510	0,334	0,184
		[6]	0,911	0,867	0,802	0,701	0,553	0,373	0,202
		[9]	0,906	0,858	0,784	0,673	0,517	0,326	0,158
20	10 21,5	[8]	0,774	0,670	0,520	0,397	0,282	0,125	0,044
		[6]	0,785	0,689	0,573	0,436	0,291	0,154	0,061
		[9]	0,778	0,682	0,554	0,402	0,247	0,113	0,037
21	4,65 10	[8]	0,906	0,837	0,720	0,627	0,472	0,241	0,092
		[6]	0,919	0,868	0,791	0,668	0,491	0,274	0,104
		[9]	0,910	0,861	0,779	0,649	0,463	0,244	0,083
21	10	[7]	0,909	0,853	0,760	0,626	0,448	0,235	0,076

Результаты табл. I иллюстрируют степень различия получаемых по данным различных оценок значений $T_i(n)$. Значительны погрешности и данных прямых измерений пропусканий в зависимости от толщины мишеней [8]. Наилучшее согласие расчетов по найденным нами резонансным параметрам [6] наблюдается при сопоставлении с результатами оценки по данным библиотеки ENDF/B-V [9].

В табл. 2 приведены результаты расчета более сложной групповой характеристики $T_i^f(n)$ (3).

Таблица 2

Значения средних по группам функционалов $T_i^f(n)$

№ гр	Е эВ		Толщины образцов n [ядер/барн] $\times 10^2$				
			0,217	0,412	0,822	1,650	3,290
16	215 465	[8]	0,766	0,635	0,526	0,358	0,212
		[6]	0,826	0,715	0,559	0,387	0,224
		[7]	0,771	0,635	0,462	0,297	0,149
17	100	[8]	0,738	0,548	0,437	0,308	0,223
		[6]	0,729	0,599	0,442	0,289	0,161
	215	[9]	0,724	0,590	0,431	0,279	0,153
		[7]	0,622	0,480	0,338	0,194	0,078
18	46,5	[8]	0,538	0,385	0,284	0,163	0,076
		[6]	0,556	0,420	0,279	0,157	0,072
	100	[9]	0,567	0,432	0,290	0,164	0,072
		[7]	0,386	0,290	0,197	0,095	0,025
19	21,5	[8]	0,485	0,284	0,209	0,166	0,128
		[6]	0,448	0,328	0,245	0,182	0,125
	46,5	[9]	0,417	0,285	0,193	0,131	0,081
		[7]	0,413	0,287	0,199	0,113	0,044
20	10	[8]	0,368	0,212	0,131	0,075	0,041
		[6]	0,331	0,217	0,130	0,070	0,034
	21,5	[9]	0,347	0,225	0,135	0,070	0,031
		[7]	0,366	0,255	0,128	0,042	0,016
21	4,65	[8]	0,454	0,297	0,256	0,203	0,150
		[6]	0,355	0,266	0,205	0,153	0,102
	10	[9]	0,385	0,298	0,234	0,176	0,117
		[7]	0,402	0,273	0,243	0,160	0,102

Степень расхождения полученных значений $T_i^f(n)$ в разных методиках оценки иллюстрирует в конечном счете точность этих методик. Очевидно, что улучшение расчетов должно опираться, прежде всего, на надежные данные по прямым измерениям величин T_i^f [7,8] и результаты интегральных реакторно-физических экспериментов. Это даст возможность получить в рамках нынешних погрешностей данных по измерениям сечений в резонансной области более точные параметры резонансов.

Представляют практический интерес и сопоставления результатов оценок для т.н. факторов резонансного самоэкранирования в группах:

$$f_i = \langle \frac{1}{\sigma} \rangle, \langle \frac{1}{\sigma^2} \rangle, \langle \sigma \rangle, \quad f_{i,F} = \langle \frac{\sigma_i}{\sigma} \rangle, \langle \frac{1}{\sigma} \rangle, \langle \sigma_i \rangle; \quad (4)$$

Таблица 3

Факторы резонансного самоэкранирования в группах

№ гр	f_i				f_{iF}			
	[8]	[6]	[9]	[7]	[8]	[6]	[9]	[7]
16	0,361	0,469	0,594	0,361	0,541	0,557	0,719	0,296
17	0,269	0,328	0,349	0,279	0,435	0,420	0,406	0,205
18	0,165	0,205	0,246	0,155	0,300	0,347	0,380	0,131
19	0,162	0,152	0,179	0,235	0,235	0,226	0,165	0,132
20	0,124	0,087	0,119	0,110	0,167	0,161	0,191	0,149
21	0,224	0,256	0,275	0,276	0,198	0,230	0,278	0,268

Здесь также наблюдаемые расхождения в значениях f_i и, особенно, f_{iF} указывают на необходимость дальнейшей корректировки параметров и данных, определяющих точные значения сечений волизи энергий интерференционных минимумов [6-10], табл.3.

Список литературы

1. Лукьянов А.А. Замедление и поглощение резонансных нейтронов. М.: Атомиздат, 1974.
2. Adler D.B., Adler F.T. Proc. of the Conference on Breeding in Large Fast Reactors, Argonne ANL-6793, 1963, p.695.
3. Колесов В.В. ВАНТ, с.Ядерные константы, в.3(38).М., ЛНИИАтоминформ, 1980, с.17.
4. Blons I. Nucl.Sci. Eng. 51 (1973), p.130.
5. Derrien H. e.a. Proc. of the IAEA Conference on Nuclear Data for Reactors, Paris, 1966, v.2, p.195.
6. Колесов В.В., Лукьянов А.А. Препринт ФЭИ-1404.Совинск, 1983.
7. Абагян Л.П. и др. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. Справочник. М.: Энергоиздат, 1981.
8. Bakalov T. e.a. Proc. of the International Conference on the Nuclear Cross Sections for Technology, Knoxville, 1979, p.642.
9. Gurber D., Dunford C., Paerlstein S. BNL-NCS-56496, ENDF-102, 1975.
10. Анципов Г.В., Коньшин В.А., Суховицкий Е.М. Ядерные константы для изотопов плутония. Минск, "Наука и техника", 1982.

ОЦЕНКА ГРУППОВЫХ КОНСТАНТ $^{239}\rho_U$ ИЗ АНАЛИЗА ДАННЫХ
ПО ПРОПУСКАНИЮ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ НЕЙТРОНОВ 0,4-20 КэВ

А.А.Ваньков, В.Ф.Украинцев

(ФЭИ)

Н.Куомджиева, С.Тошков, Чан Хань Май, Н.Янева

(ОИЯИ)

Проанализированы экспериментальные данные по пропусканию и самоиндикации процесса деления путем моделирования нейтронных сечений методом случайной К-матрицы. При помощи метода максимального правдоподобия получен набор средних резонансных параметров, описывающих экспериментальные данные и на их основе - групповые константы.

Neutron transmission and fission self-indication experimental data were analyzed by simulating resonance neutron cross-sections on the base of random K-matrix method. Average resonance parameters describing experimental data and group constants for this set of parameters were derived by maximum likelihood method.

Целью настоящей работы является анализ экспериментальных данных по пропусканию и самоиндикации реакции деления $^{239}\rho_U$ в области неразрешенных резонансов, оценка средних резонансных параметров и групповых констант.

На нейтронном спектрометре по времени пролета ЛНФ ОИЯИ измерялись величины пропускания и самоиндикации деления в зависимости от толщины образца n (ядер/барн).

$$T(n) = \int_{\Delta E} \Psi(E) \exp[-\sigma_t(E)n] dE / \int_{\Delta E} \Psi(E) dE \quad (1a)$$

$$T_f(n) = \int_{\Delta E} \Psi(E) \sigma_f(E) \exp[-\sigma_t(E)n] dE / \int_{\Delta E} \Psi(E) \sigma_f(E) dE \quad (1b)$$

здесь $\Psi(E)$ - спектр падающих нейтронов в зависимости от энергии нейтронов E ,

$\sigma_f(E), \sigma_t(E)$ - сечение деления и полное сечение.

Величины самояндикации $T_f(n)$ для ^{239}Pu при энергиях нейтронов ниже 10 кэВ ранее измерялись Кэриром и др. [1], но лишь при малых толщинах образцов. Одновременное измерение функций $T(n)$ и $T_f(n)$ до ослаблений $\sim 10^{-2}$ при энергиях нейтронов ниже 20 кэВ было проведено нами впервые [2]. Экспериментальные данные показаны на рис. 1. Подробное описание эксперимента дано в [3].

Анализ данных заключался в сравнении экспериментальных величин $T(n)$ и $T_f(n)$ с расчетными с последующей подгонкой средних резонансных параметров. Расчетный метод [4] заключался в статистическом моделировании резонансной структуры нейтронных сечений ^{239}Pu . Из-за сильных эффектов межрезонансной интерференции необходимо было использовать многоуровневый формализм. Был выбран многоуровневый R -матричный формализм в приближении Райха-Мура.

Алгоритм расчета различных функционалов заключался в усреднении их дискретных значений, считываемых в узлах равномерной в шкале летаргии сетки. Температурное уширение резонансов учитывалось в самой процедуре статистического моделирования, поэтому критерием требуемой плотности расчетных узлов являлось число точек (~ 100) на доплеровской ширине. Таким образом, новизна разработанного нами алгоритма расчета произвольных функционалов сечений в области неразрешенных резонансов в рамках многоуровневого формализма заключается в отсутствии квадратурных формул, и точность расчета всецело определяется статистикой испытаний (Монте-Карло). Данный алгоритм позволяет делать расчеты произвольного набора функционалов в каждом статистическом "розыгрыше" сразу для нескольких значений температур и получать коэффициенты чувствительности по отношению к возмущениям параметров (метод коррелированной выборки).

Оптимизированная оценка средних резонансных параметров получалась методом максимального правдоподобия с использованием коэффициентов чувствительности. Начальные значения силовых функций S_0 , S_1 и радиуса рассеяния R' были получены нами в расчетах по оптической модели с неферрическим потенциалом. Радиационные и делительные силовые функции и плотность уровней были взяты из оценок Коньшина и др. [5]. Априорная ошибка радиуса рассеяния была принята равной 5%, а для всех остальных параметров - 15%, что соответствует погрешности получения этих величин существующими методами оценки.

При оптимизации параметров предполагалось, что величина R' зависит от энергии (что следует из оптических расчетов). Нейтронные

(приведенные) и радиационные силовые функции принимались постоянными. Делительная ширина Γ_j^{**} рассматривалась как флуктуирующий (в зависимости от номера энергетической группы) параметр, остальные делительные ширины фиксировались в соответствии с методикой оценки [5]. Исходные экспериментальные данные по функциям пропускания и самоиндикации были усреднены в пределах энергетических групп в формате системы констант БНАБ [6].

Параметры и их погрешности, полученные в результате оптимизации, приведены в табл. I, 2.

Таблица I
Оптимизированные средние резонансные параметры ^{239}Pu ,
независящие от энергии

Параметр	$S_0 \cdot 10^4$	$S_1 \cdot 10^4$	D (эВ)	Γ_j (мэВ)
Значение	1,1	2,0	2,37	41,0
Погрешность, %	3,0	11,0	1,5	9,1

Таблица 2
Оптимизированные средние резонансные параметры ^{239}Pu ,
зависящие от энергии

№ группы	I5	I4	I3	I2	II
Энергия, кэВ	0,465-1,	1,-2,15	2,15-4,65	4,65-10,	10,-21,5
R^* (Ф)	$9,5 \pm 0,2$	$9,3 \pm 0,1$	$9,2 \pm 0,3$	$9,1 \pm 0,3$	$9,0 \pm 0,3$
$\bar{\Gamma}_j$ (мэВ)	$64,0 \pm 7,2$	$10,5 \pm 3,6$	$28,0 \pm 3,2$	$22,0 \pm 2,9$	$20,0 \pm 2,9$

Кривые пропускания и самоиндикации, рассчитанные по параметрам таблиц I, 2, показаны на рис. I сплошными линиями. Там же показаны результаты расчета по параметрам Коньшина и др. [5] (пунктир), которые описывают наблюдаемые средние сечения. Видно, что эти параметры не дают удовлетворительного описания функций пропускания.

По оптимизированным параметрам были рассчитаны значения средних сечений и факторов резонансной самоэкранировки. Сечения деления и радиационного захвата удовлетворительно согласуются с данными оценки БНАБ-78[6], что является следствием использования априорной информации - оценок [5] радиационной и делительных силовых функций и плотности уровней.

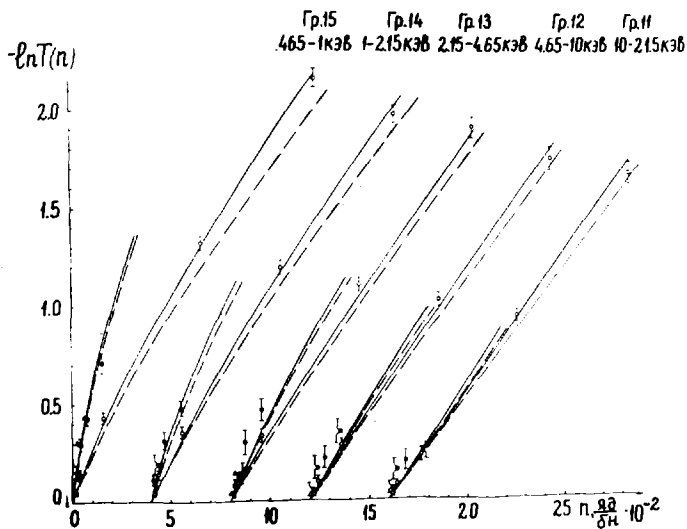


Рис. 1. Групповые функции пропускания $T(n)$ и $T_f(n)$ для ^{239}Pu :

\circ — $T(n)$ } , экспериментальные данные [2],
 \bullet — $T_f(n)$ } , экспериментальные данные [1].
 \triangle — $T_f(n)$ }

Сплошные кривые (нижняя — $T(n)$, верхняя — $T_f(n)$) — расчет по оптимизированным параметрам.
 Пунктирные кривые (аналогично) — расчет по параметрам, рекомендованным в [5].
 Начало отсчета по шкале n каждого последующего графика смещено

На рис.2 показано сравнение полученных факторов резонансной самоэкранировки полного сечения, сечений деления и захвата с данными [6] для сечений разбавления $\sigma_0 = 0, 10, 100$ б. Эксперимент выявляет более высокие значения факторов резонансного самоэкранирования нейтронных сечений ^{239}Pu , чем это следует из данных [6].

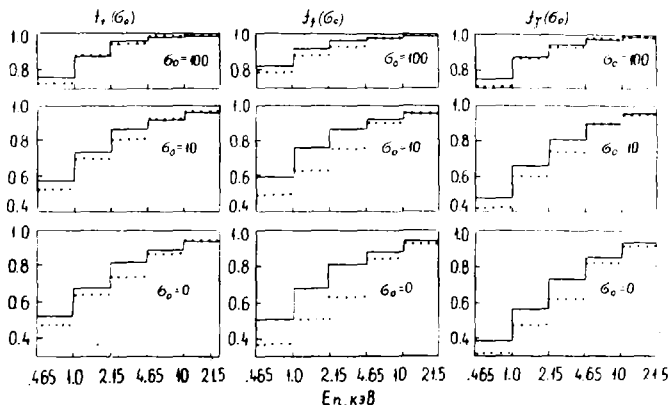


Рис.2. Факторы резонансного самоэкранирования нейтронных сечений ^{239}Pu при различных сечениях разбавления β_0 (бн)
 — — — расчет по оптимизированным параметрам,
 — данные ВНАБ-78 [6]

Литература

1. Czirr J.V., Bramblett R.L. Measurements of Fission Produced in Bulk Plutonium from 2 eV to 10 keV Neutrons. Nucl.Sci.Eng. 1967, v. 28, n 1, p. 62.
2. Bakalov T., Ilchev G., Toshkov S. et.al. Transmission and Self-Indication Measurements with U-235 and Pu-239 in 2 eV -20 keV Energy Region. 1980, Washington, NBS-594, p. 692.
3. Ваньков А.А., Григорьев Д.В., Украинцев В.Ф. и др. Экспериментальное изучение резонансной самоэкранировки полного сечения и сечения деления ^{239}Pu . ВАНТ, сер.:Ядерные константы. 1980, вып.2(37), стр.44.
4. Бакалов Т., Ваньков А.А., Илчев Г. и др. Анализ экспериментальных данных по пропусканию нейтронов в области неразрешенных резонансов изотопа ^{239}Pu . Сообщение ОИЯИ РЗ-83-51, Дубна, 1983.
5. Андипов Г.А., Коньшин В.А., Суховицкий Е.Ш, Ядерные константы для изотопов плутония. Минск, "Наука и техника", 1982.
6. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Николаев М.Н. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. М., Энергоиздат, 1981.

СРЕДНИЕ РЕЗОНАНСНЫЕ ПАРАМЕТРЫ И ГРУППОВЫЕ КОНСТАНТЫ
 ^{240}Pu и ^{242}Pu В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ НЕЙТРОНОВ 1-46 КЭВ

А.А.Ваньков, В.Ф. Украинцев

(ФЭИ)

С.Томков, Н.Янева

(Институт ядерных исследований и ядерной
энергетики, НРБ)

Обсуждаются различные оценки средних резонансных параметров изотопов ^{240}Pu и ^{242}Pu . Проведен расчет групповых констант в области неразрешенных резонансов. Констатируется скудность экспериментальных данных по нейтронным сечениям в этой области энергий нейтронов.

Different evaluations of the average resonance parameters for Pu-240, Pu-242 isotopes are considered. The group constants in the unresolved resonance energy region were calculated. Deficiency of the corresponded experimental data is pointed out.

Задача получения и уточнения ядерных констант высших изотопов плутония является актуальной в связи с проблемой топливного цикла. В то же время существуют серьезные расхождения в оценках средних резонансных параметров ^{240}Pu и ^{242}Pu . Это видно из обзорных работ [1,2], где обсуждаются оценки *SOCRATOR* (1975, 1980), *ENDF/B I V*, *ENDF/B V* (1979), *JENDL-I, II* (1979) и др. Например, оценки нейтронных силовых функций колеблются в пределах $(0,88 + 1,15) \cdot 10^{-4}$ для S_0 и $(1,2 + 2,7) 10^{-4}$ для S_1 , оценки радиуса рассеяния R' в пределах $(8,6 + 9,2) \text{ ф}$, среднего расстояния \bar{D}_0 в пределах $(12,6 + 16,5) \text{ эВ}$ для ^{242}Pu . Это объясняется скудностью экспериментальных данных по нейтронным сечениям рассматриваемых изотопов в области неразрешенных и разрешенных резонансов и различными методами оценки. В этих условиях предсказующая роль теории нейтронных сечений очень велика. Нами были проведены расчеты по оптической модели с несферическим потенциалом по программе *RONTSF* [3] с оптимизированными параметрами потенциала [6]. Из расчетов следует, что для обо-

их изотопов значения величин S_0 и R' практически совпадают ($S_0 = 0,99 \cdot 10^{-4}$ и $R' = 9,13\phi$ при $E_n = 10$ кэВ) и слабо зависят от энергии. Для S_1 получены значения $2,28 \cdot 10^{-4}$ для $^{240}\rho_U$ и $2,61$ для $^{241}\rho_U$. Понимая, что смысл этих параметров в оптической модели и в R -матричной теории несколько различен, тем не менее, мы руководствовались A -систематикой для выбора более предпочтительной оценки S_0 , S_1 и R' среди имеющихся [1,2]. Например, для $^{240}\rho_U$ правдоподобной является оценка $ENDF/B \bar{V}$, а оценка группы Коньшина [5] имеет немотивированно низкое значение R' (см. таблицу). Для $^{242}\rho_U$ оценка $ENDF/B \bar{V}$ в определенной мере лишена физического смысла, т.к. предполагает в сечениях специально подобранной "подложки". Странно, что по данным [2] в оценке *SOKRATOR* на основе данных Коньшина принято $R' = 9,740$, тогда как в оригинальных ссылках авторов $R' = 9,140 \phi$. В последующих расчетах групповых констант мы приняли оценку средних резонансных параметров $^{242}\rho_U$ Коньшина и др. [5]. Таким образом, выбранные нами оценки средних резонансных параметров для $^{240}\rho_U$ - данные $ENDF/B \bar{V}$, и для $^{242}\rho_U$ - данные Коньшина (см. таблицу), удовлетворяют систематике, вытекающей из оптической модели и основываются на анализе

Оценки средних резонансных параметров $^{240}\rho_U$ и $^{242}\rho_U$

Оценка	Изотоп	$S_0 \cdot 10^4$	$S_1 \cdot 10^4$	R', ϕ	$\bar{D}, \text{эВ}$	$\bar{\Gamma}, \text{мэВ}$
Коньшин и др. [5]	$^{240}\rho_U$	1,10	2,80	8,58	13,5	30,7
	$^{242}\rho_U$	0,91	2,50	9,14	14,2	22,6
$ENDF/B \bar{V}$ [6]	$^{240}\rho_U$	1,04	2,20	9,18	12,7	31,0
	$^{242}\rho_U$	0,81	1,24	9,23	16,5	23,4

практически одинакового экспериментального материала. По крайней мере, мы не можем указать других оценок, имеющих аргументированное преимущество перед указанными. На их основе нами был выполнен расчет групповых констант в области энергий нейтронов 1-46,5 кэВ. Использовался разработанный нами метод статистического моделирования нейтронных сечений в рамках R -матричного формализма [7].

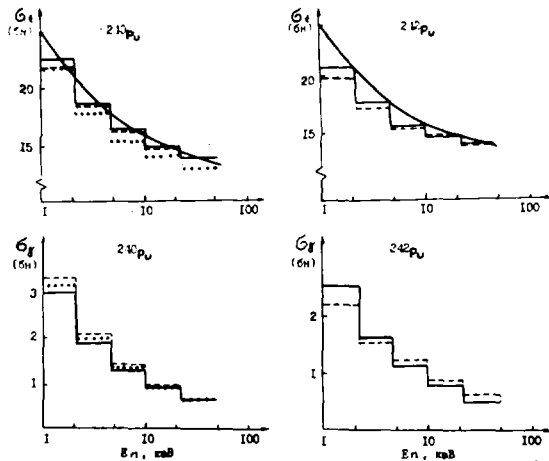


Рис.1. Групповые средние сечения для изотопов ^{240}Pu и ^{242}Pu ;

- расчетная оценка (настоящая работа);
- ... оценка БНАБ [8];
- - - оценка ENDF / ВУ [1];
- расчет по оптической модели

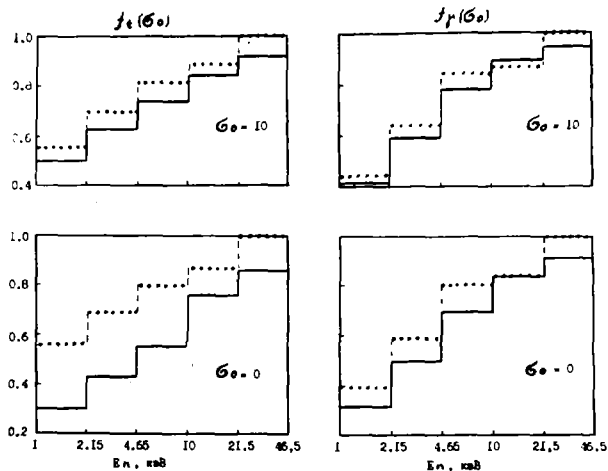


Рис.2. Факторы резонансного самоэкранирования полного сечения и сечения радиационного захвата для ^{240}Pu :

- расчетная оценка (настоящая работа);
- ... оценка БНАБ [8]

На рис. 1 и 2 представлены некоторые результаты нашего расчета в сравнении с другими данными.

Результаты расчета средних сечений исходя из выбранных нами предпочтительных оценок средних резонансных параметров ($ENDF/B \bar{V}$ [4] для $^{240}\rho_U$ и Коньшина и др. [5] для $^{242}\rho_U$) удовлетворительно согласуются с результатами усреднения данных файлов $ENDF/B \bar{V}$ [1, 4]. Для $^{240}\rho_U$ существуют также оценки БНАБ-78 [8], данные которых по $\langle G_s \rangle$ идут систематически ниже (вероятно, следствие низкого значения R' в оценках Коньшина и др. [5]). В данных БНАБ-78 по факторам резонансного самоэкранирования для $^{240}\rho_U$ имеет место также сильная недооценка эффекта резонансного самоэкранирования по сравнению с нашими результатами. Полученные в настоящей работе групповые константы для $^{240}\rho_U$ и $^{242}\rho_U$ в области неразрешенных резонансов основаны на современных оценках средних резонансных параметров в рамках R -матричного формализма и надежность результатов в первую очередь определяется надежностью этих оценок.

Список литературы

1. K. Wisshak, F. Kappeler, F. H. Froner. Review of the Pu-240 and Pu-242 Unresolved Resonance Region. Proc. of IAEA INDC(NDS-129/GJ, Vienna, 1981, p. 239-248.
2. V. V. Pronyaev, D. E. Cullen. Comparison of Strength Functions and Average Level Spacing for U and Pu Isotopes. Proc. of IAEA, INDC(NDS--129/GJ, Vienna, 1981, p. 239-248.
3. А. В. Игнатюк, В. П. Лунев, В. С. Шорин. Расчеты сечений рассеяния нейтронов коллективными состояниями ядер методом связанных каналов. ВАНТ, сер. "Ядерные константы", вып. 13, 1974, с. 59-114.
4. Garber, Summary Documentation ENDF-201, BNL-17541, UPTIONY, No 4, Ed. 3, 1979.
5. Г. В. Андипов, В. А. Коньшин, Е. Ш. Суховицкий и др. Ядерные константы для изотопов плутония. Минск, "Наука и техника", 1982.
6. G. Naont, C. LaGrange, J. Jary. Nucl. Sci. and Eng. v. 81, 1982, p. 491.
7. А. А. Ваньков, В. Ф. Украинцев, Н. Янева и др. Анализ экспериментальных данных по пропусканию нейтронов в области неразрешенных резонансов изотопа $^{239}\rho_U$. Сообщение ОИЯИ, РЗ-83-51, Дубна, 1983.
8. Л. П. Абагян, Н. О. Базазянц, М. Н. Николаев, А. М. Цибуля. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. М., Энергоиздат, 1981.

ОЦЕНКА НЕЙТРОННЫХ ДАННЫХ ^{232}Tl И ^{238}U В
ОБЛАСТИ НЕРАЗРЕШЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ

Г.Н.Мантуров, В.П.Дунев, Л.В.Горбачева

(ФЭИ)

В рамках модели Хаузера-Фешбаха-Молдауэра получено описание экспериментальных данных по полному сечению, сечениям радиационного захвата, упругого и неупругого рассеяния для ^{232}Tl и ^{238}U в широкой области энергий нейтронов 1 ± 1000 кэВ. Оцененные значения средних резонансных параметров рекомендованы для использования при составлении файлов оцененных данных для ^{232}Tl и ^{238}U .

The description of experimental data for ^{232}Tl and ^{238}U on cross sections-total, radiative capture, elastic and inelastic - in the energy range of neutrons 1 ± 1000 keV is obtained in the Hauser-Feshbach-Moldauer formalism. Evaluated average resonance parameters are recommended for using in the evaluated nuclear data files for ^{232}Tl and ^{238}U .

Основной целью настоящей работы является проведение согласованной оценки средних резонансных параметров для ядер ^{238}U и ^{232}Tl с тем, чтобы полученные результаты использовать при составлении файлов оцененных нейтронных данных для этих элементов. Главное внимание уделялось при этом повышению надежности предсказания сечения радиационного захвата в области неразрешенных резонансов. Предыдущие оценки (например, JENDL-1 и ENDF/B-4) базировались на экспериментальном материале, полученном примерно до 1973 г. С тех пор появилось много новых данных особенно по сечению радиационного захвата и библиотеки JENDL-1 и ENDF/B-4 нуждаются в пересмотре. Казалось бы, проведенная недавно для ^{238}U оценка Пенитца [1], положенная в основу библиотеки ENDF/B-5, могла бы удовлетворить нужды реакторщиков, однако, с нашей точки зрения (и это отмечалось также на конференции IAEA года в Вене по урановым и плутониевым изотопам [2]) эта оценка имеет существенные недостатки. В ней принято флуктуирующее сечение радиационного захвата в области энергий нейтронов до 100 кэВ, полученное в работах [3,4], и эти флуктуации описываются путем введения сильной энергетической зависимости для силовой функции P -нейтронов (на интервале 5 ± 10 кэВ вариации P , составляют 20-30% и более).

При этом другие силовые функции считаются постоянными и не зависят от энергии. Такая же ситуация имеет место в файле ENDF/B-5 для ^{232}Th [5].

Флуктуации в сечении захвата ^{238}U , отмеченные в работах [3] и [4], выполненных с энергетическим разрешением примерно 1 кэВ, составляют, в основном, менее или порядка 10%. Если оценить величину флуктуации сечений за счет возможных статистических флуктуаций нейтронных ширин и расстояний между уровнями для s , p и d -систем, то оказывается, что на интервале 1 кэВ в области 20+100 кэВ сечение захвата может варьироваться на $\pm 5\%$, т.е. флуктуации сечений захвата могут быть в основном объяснены статистическими флуктуациями резонансных параметров. Если же промежуточная структура в сечении захвата ^{238}U , о которой говорится в работах [3,4], и существует, то во всяком случае нет достаточных оснований обуславливать её вариации именно силовой функции δ_{nl} , она может быть объяснена, например, флуктуациями расстояний между уровнями или корреляциями в ширинах различных каналов.

В данной работе для получения оцененных значений средних резонансных параметров использовалась методика, применявшаяся уже ранее [6,7] для ^{238}U : метод максимального правдоподобия для поиска оптимального набора параметров и теоретическое описание сечений в модели Хаузера-Фешбаха-Молдауэра. В отличие от ранних работ [6,7], радиус канала a_c определяется соотношением: $a_c = 1,23A^{1/3} + 0,8$, как принято в формате файлов ENDF/B. Радиус потенциального рассеяния R'_ℓ , как это следует из R -матричной теории, связан с a_c , как $R'_\ell = a_c(1 - R_\ell^\infty)$, где R_ℓ^∞ - параметр, отражающий вклад далеких резонансов и зависящий от орбитального момента ℓ налетающего нейтрона.

В отличие от других аналогичных работ (например, [1]), данная оценка средних резонансных параметров основывается на совместном анализе результатов измерений средних сечений - полного, радиационного захвата, упругого и неупругого рассеяний в области энергий нейтронов 1+300 кэВ с привлечением данных, полученных из анализа параметров разрешенных уровней. Всего в анализе участвовало 269 экспериментальных точек для ^{232}Th (110 по $\bar{\sigma}_t$ и $\bar{\sigma}_{el}$, 154 по $\bar{\sigma}_{ny}$ и 5 по $\bar{\sigma}_{in}$) и 265 точек для ^{238}U (90 по $\bar{\sigma}_t$ и $\bar{\sigma}_{el}$, 160 по $\bar{\sigma}_{ny}$ и 15 по $\bar{\sigma}_{in}$). Результаты настоящей оценки в сравнении с другими данными приведены в табл. I. Как видно из рис. 1+4 расчетные зависимости сечений $\bar{\sigma}_t$, $\bar{\sigma}_{ny}$ и $\bar{\sigma}_{in}$, полученные с использованием оцененных значений параметров, хорошо описывают имеющиеся экспериментальные данные в широкой области энергий нейтронов 1+1000 кэВ. Описание данных является

Таблица I

Сравнение расчетов и различных оценок средних резонансных параметров для ^{238}U и ^{232}Th

Ядро	Данные	δ_{γ_0}	δ_{γ_0}	δ_{γ_1}	δ_{γ_2}	R_0'	R_0^{∞}	R_1^{∞}
		10^{-4}	10^{-4}	10^{-4}	10^{-4}	Ферми		
1	2	3	4	5	6	7	8	9
^{238}U	BNL-325	10,3 $\pm 0,6$	1,0 $\pm 0,1$	1,7 $\pm 0,3$		9,4		
	ENDF/B-5	11,75	1,05	вар.	2,5	8,9		
	JENDL-2	11,8	вар.	вар.	1,0	9,36		
	Оптическая модель с параметрами [9]		0,986	2,89	1,57	9,34	-0,10	0,22
	Настоящая оценка	11,0 $\pm 0,3$	0,93 $\pm 0,03$	2,30 $\pm 0,07$	3,0 $\pm 0,3$	9,35 $\pm 0,06$	-0,11 $\pm 0,01$	0,20 $\pm 0,04$
^{232}Th	BNL-325		0,84 $\pm 0,08$	1,6 $\pm 0,2$		9,65 $\pm 0,08$		
	ENDF/B-5	12,5	0,888	вар.	0,882	9,71		
	Оптическая модель с параметрами [9]		1,01	1,95	1,67	9,45	-0,13	0,25
	Настоящая оценка	11,7 $\pm 0,5$	0,93 $\pm 0,03$	1,82 $\pm 0,08$	2,0 $\pm 0,3$	9,65 $\pm 0,07$	-0,15 $\pm 0,01$	0,16 $\pm 0,04$

неплохим даже в области, где проницаемости T_n близки к единице и имеется большое число уровней неупругого рассеяния, а также достаточно велик вклад прямого механизма при реакции неупругого рассеяния, т.е. в области где применимость формул Хаузера-Фешбаха ограничена. Следует отметить, что для ^{238}U полученное значение радиационной силовой функции S_{γ_1} для P -волны отличается от S -волновой: $S_{\gamma_1} = (8,0 \pm 0,3) 10^{-4}$ (при этом $\delta_{\gamma_2} = \delta_{\gamma_1}$). Для ^{232}Th не потребовалось вводить различие между S_{γ_2} , S_{γ_1} и S_{γ_0} .

Получено взаимосогласованное описание экспериментальных данных, и значения критериев согласия "хи-квадрат" равны: для ^{232}Th $\chi^2 = 1,05$ ($\chi^2_{1,0\%} = 1 \pm 0,08$), для ^{238}U $\chi^2 = 1,02$ ($\chi^2_{1,0\%} = 1 \pm 0,07$). Для анализа внутренней согласованности данных было проведено также сравнение наблюдаемого распределения величин расчетно-экспериментальных отклонений

с нормальным по критерию Колмогорова [8]. Наблюдаемые максимальные расхождения распределений составили: для ^{232}Tl $\Delta\sqrt{N} = 0,69$, а для ^{238}U $\Delta\sqrt{N} = 0,73$. Соответствующая вероятность того, что за счет чисто случайных причин наблюдаемые расхождения с гипотетическим (нормальным) распределением могли бы быть и больше, чем фактически отмеченные, равна примерно 0,7 (как в случае ^{232}Tl , так и ^{238}U). Согласно критерию Колмогорова, гипотеза о согласованности расчетных и экспериментальных данных является обоснованной.

Следует отметить, что полученная оцененная кривая сечения $\sigma_{ny}(E)$ ^{238}U в области энергий нейтронов 40–100 кэВ примерно на 4–5% проходит ниже оценок БНАБ-МИКРО и БНАБ-78 [11], а ниже 40 кэВ лежит между ними.

В табл.2 приведены средне-групповые сечения $\langle \sigma_t \rangle$ и $\langle \sigma_{ny} \rangle$ для ^{238}U и ^{232}Tl и их погрешности. В полных погрешностях сечений учтена составляющая, обусловленная статистическими флуктуациями ширины резонансов, усредненных по энергетической группе, а также учтено то обстоятельство, что в следствие нелинейной зависимости сечений от параметров в области неразрешенных резонансов погрешности групповых сечений оказываются примерно вдвое больше линейных оценок [10].

Таблица 2
Групповые сечения ^{238}U и ^{232}Tl и их погрешности

Границы групп	^{238}U				^{232}Tl			
	$\langle \sigma_t \rangle$	%	$\langle \sigma_{ny} \rangle$	%	$\langle \sigma_t \rangle$	%	$\langle \sigma_{ny} \rangle$	%
4,65–10 кэВ	16,0	2,1	0,883	2,9	16,5	2,0	0,882	6,2
10–21,5	14,6	1,4	0,622	2,9	15,0	1,4	0,650	6,1
21,5 – 46,5	13,6	1,0	0,435	3,0	13,9	1,0	0,474	6,4
46,5 – 100	12,8	1,0	0,244	3,4	12,8	1,0	0,294	7,0
100 – 200	11,7	1,0	0,158	5,0	11,6	1,0	0,186	9,2

Выводы: 1. Получено согласованное теоретическое описание экспериментальных данных по $\bar{\sigma}_t$, $\bar{\sigma}_{el}$, $\bar{\sigma}_{ny}$ и $\bar{\sigma}_{in}$ для ^{238}U и ^{232}Tl в широкой области энергий нейтронов 1–1000 кэВ.

2. Получены средние резонансные параметры, позволяющие проводить расчеты структуры сечений в области частично разрешенных и неразрешенных резонансов для ядер ^{238}U и ^{232}Tl . Эти параметры могут быть использованы при составлении файлов оцененных данных для названных ядер.

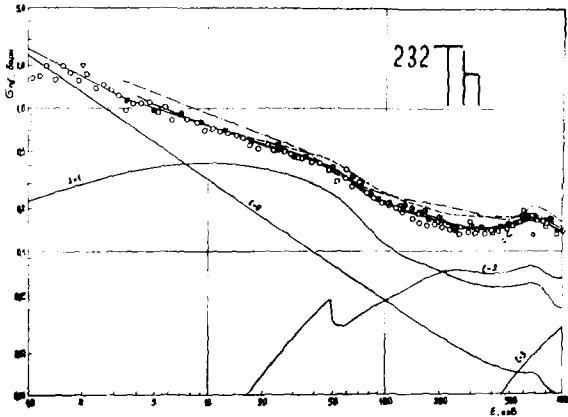


Рис.1. Сечение радиационного захвата ^{232}Th : -
 — расчет по средним резонансным параметрам,
 --- JENDL-I; --- ENDF/B-4, ENDF/B-5

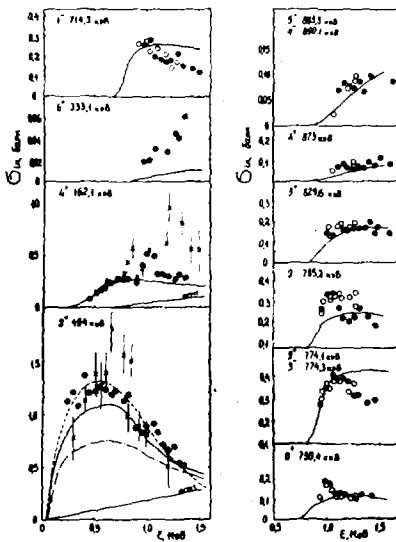


Рис.2. Сечения возбуждения низколежащих уровней ^{232}Th при неупругом рассеянии: — расчет по средним резонансным параметрам, --- JENDL-I, --- ENDF/B-4

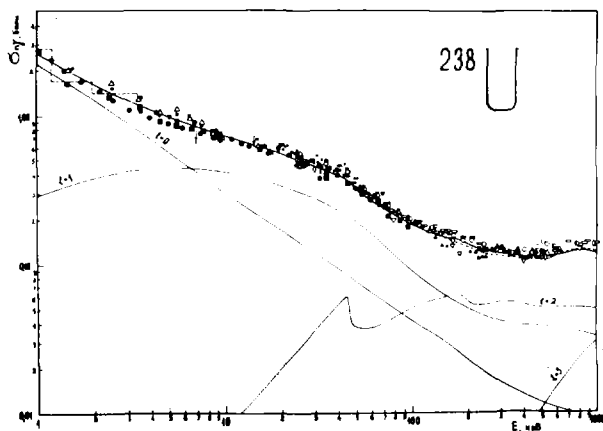


Рис.3. Сечение радиационного захвата ^{238}U :
 — Расчет по средним резонансным параметрам,
 --- ЕНДФ/В-5

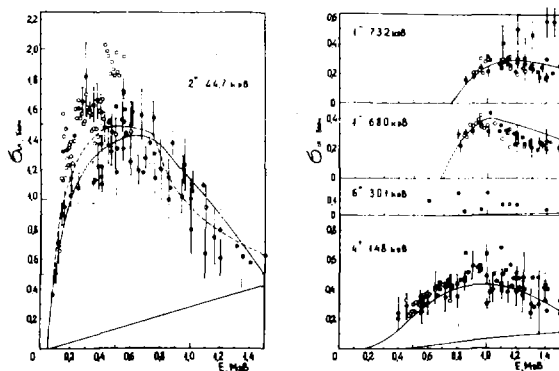


Рис.4. Сечения возбуждения низколежащих уровней ^{238}U при неупругом рассеянии: — расчет по средним резонансным параметрам (без прямого вклада), --- ЕНДФ/В-5

3. Полученные оценки точностей сечений $\bar{\sigma}_{n\gamma}^{238U}$ в области неразрешенных резонансов близки к требуемым и равны 3-5%.
4. Противоречие между оцененными дифференциальными данными (БНАБ-МИКРО) по $\bar{\sigma}_{n\gamma}^{238U}$ и интегральными, требующими существенного понижения сечений в области неразрешенных резонансов (как это и сделано было в БНАБ-78, где относительно БНАБ-МИКРО сечение понижено на ~ 3-9%), может быть частично разрешено путем использования данной оценки.
5. По-прежнему требует разрешения противоречие между высокими данными по сечению неупругого рассеяния нейтронов с возбуждением I-го уровня ^{238}U и интегральными экспериментами, указывающими на понижение сечения [II].

Список литературы

1. Poenitz W., e.a. - Report ANL/NDM-32, 1977.
2. Pennington E.M., Smith A.B. and Poenitz W.)-ENDF/B Summary Documentation, BNL-NCS-17541(ENDF-201), 1979, p. 92-238-1.
2. Proceedings of the IAEA Consultants Meeting on Uranium and Plutonium isotope Resonance Parameters, Vienna, 28 Sept.-2 Oct., 1981. Vienna. IAEA, 1981.
3. Spencer R.R. and Kappeler F.-in:Proc. Conf. on Nuclear Cross Sections and Technology, Washington, D.C., March 3-7, 1975. Vol.2, Washington, NBS, 1975, p. 620.
4. Perez R.B., e.a.-Phys. Rev., 1979, vol. 20, p. 528.
5. Bhat M.R.-in: ENDF/B Summary Documentation, BNL-NCS-17541(ENDF-201), 1979, p. 90-232-1.
6. Мантуров Г.Н., Николаев М.Н. - Препринт ФЭИ-666, 1976.
7. Николаев М.Н., Мантуров Г.Н. - В кн.: Нейтронная физика (Материалы 4-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 18-22 апреля 1977), ч.4, М.: ЦНИАтоминформ, 1977, с.108.
8. Кендал М. Дж., Стьюарт А., Статистические выводы и связи, М.: "Наука", 1973.
9. Haouat G., e.a. - Report CEA-N-2197, 1981.
10. Николаев М.Н., и др. - Нейтронные данные для урана-238. Часть I, аналитический обзор ОБ-45, Обнинск, 1976.
- II. Абагян Л.П. и др. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. Справочник. Под редакцией М.Н.Николаева, М.: Энергоиздат, 1981.

АНАЛИЗ РЕЗОНАНСНОГО САМОЭКРАНИРОВАНИЯ ^{238}U
В ОБЛАСТИ НЕРАЗРЕШЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ

А.В. Комаров, А.А. Лукьянов

(ФЗИ, МИИЭ)

Для модельного представления нейтронных резонансных сечений получены простые формулы учета доплеровского уширения резонансов. С помощью средних по энергетическим группам резонансных параметров модели можно воспроизводить на ^{238}U необходимые для оценок самоэкранирования функции сечений

For the resonance neutron's cross-section model simple analytical formulas for doppler-broadening resonances has been obtained. With the help of averaged in the energetical groups parameters one can reproduce cross-section functions necessary for selfshielding evaluation.

Для энергетической зависимости сечения ^{238}U в области неразрешенных уровней в работе используется теоретическая модель, соответствующая приближению одинаковых эквидистантных резонансов. В формализме R -матричной теории, для ядер ниже порога неупругого рассеяния, полное сечение σ и сечение радиационного захвата σ_c описываются периодическими по $Z = \frac{\pi E}{D}$ (E - энергия нейтрона) функциями [1-2]:

$$\sigma(E) = \sigma_m + \sigma_0 \frac{(S \cos \varphi - tg Z \sin \varphi)^2}{S^2 + tg^2 Z^2}, \quad (1)$$

$$\sigma_c(E) = \sigma_{oc} S^2 \frac{tg^2 Z + 1}{tg^2 Z + S^2}, \quad (2)$$

где σ_m , σ_0 - характеризуют сечение в минимуме и максимуме резонанса, $S = \frac{\pi \Gamma}{\lambda D}$ - силовая функция, φ - фаза интерференции резонансного и потенциального рассеяний.

У тяжелых элементов, и в частности ^{238}U , на сечение (1)-(2) существенное влияние оказывает эффект доплеровского уширения резо-

нансов. Применение распределения Максвелла к сечению (I)

$$B(E) = \int B(E') \frac{1}{\sqrt{\pi} \Delta} \exp\left[-\frac{(E'-E)^2}{\Delta^2}\right] dE',$$

где $\Delta = 2\sqrt{\frac{kT E'}{A+1}}$ - доплеровская ширина, и аналогично - к (2) [1], да-
ет слишком сложные для практического использования формулы, более
практичным является переопределение параметров B_m , φ , S , B_0
с сохранением формул (I)-(2) для сечений. С учетом двух сохраняющих-
ся величин при доплеровском уширении $B_p = B_m + B_0 \sin^2 \varphi$ - потен-
циального сечения и $\langle B \rangle = B_m + B_0 \frac{\sin^2 \varphi + S \cos^2 \varphi}{1+S}$ - среднего сече-
ния в энергетической группе, предлагается переопределение параметров
вида:

$$\hat{B}_0 = B_0 \Psi(\xi, 0); \quad (3)$$

$$\hat{B}_m = B_m + B_0 \frac{\sin^2 \varphi}{2\xi^2 + \sin^2 \varphi}, \quad (4)$$

где $\xi = \frac{\bar{\Gamma}}{\Delta}$, $\bar{\Gamma}$ - средняя естественная ширина резонанса, отсюда,
соответственно:

$$\hat{\varphi} = \arcsin \sqrt{\frac{B_p - \hat{B}_m}{\hat{B}_0}}; \quad \hat{S} = \frac{\langle B \rangle - B_p}{B_0 \cos^2 \varphi + B_p - \langle B \rangle}, \quad (5)$$

так что формулы (I)-(2) сохраняются, но параметры в них становятся
зависящими от температуры.

Для проверки точности учета доплер-эффекта переопределением
параметров (3)-(5) на ЭВМ БЭСМ-6 были рассчитаны температурные ко-
эффициенты K_a и K_1 в эффективных резонансных интегралах [4]:

$$K_a = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Psi(x, \xi) dx}{1 + \alpha [\Psi(x, \xi) \cos 2\varphi + \chi(x, \xi) \sin 2\varphi]}; \quad (6)$$

$$K_1 = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\Psi(x, \xi) \cos 2\varphi + \chi(x, \xi) \sin 2\varphi}{1 + \alpha [\Psi(x, \xi) \cos 2\varphi + \chi(x, \xi) \sin 2\varphi]} dx, \quad (7)$$

где $\alpha = \frac{B_0}{B_p}$.

При нашем переопределении параметров (3)-(5) интегралы (6), (7) вычисляются аналитически

$$K_a \approx \frac{1}{\sqrt{\frac{\hat{b}_{00}}{\hat{b}_p} (\hat{\alpha} + \frac{\hat{b}_{00}}{\hat{b}_p})}}; \quad K_z \approx (\cos 2\hat{\varphi} - \frac{\sin^2 2\hat{\varphi}}{2} \hat{\alpha}) K_a, \quad (8)$$

где $\hat{\alpha} = \frac{\hat{b}_0}{\hat{b}_p}$

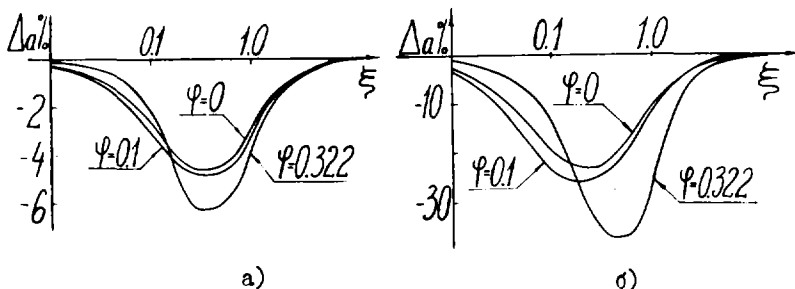


Рис.1. Относительная погрешность Δa для:
а) $\alpha = 0,996$, б) $\alpha = 9,97$

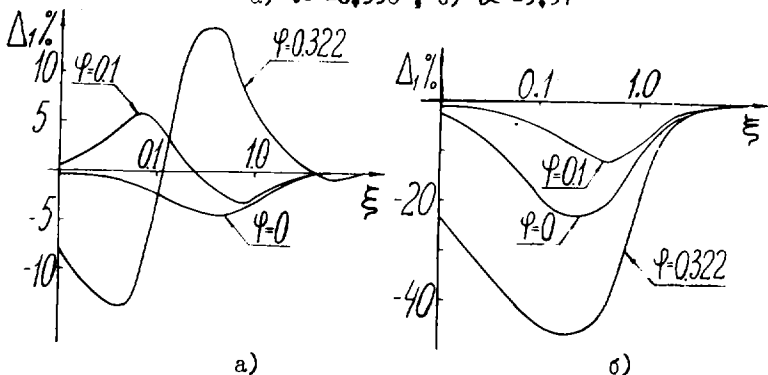


Рис.2. Относительная погрешность Δz для:
а) $\alpha = 0,996$, б) $\alpha = 9,97$

На рис.1,2 представлены для различных α , φ , ξ относительные погрешности воспроизведения интеграла K_a (6) - Δa , в процентах и интеграла K_z (7) - Δz формулами (8). Из рисунков видно, что погрешности уменьшаются с уменьшением α . Как показали численные расчеты, переопределение параметров (3)-(5) применительно к сечениям

(1)-(2) оказалось более точным, чем использование приближений, рассмотренных в работе [4].

Переопределение параметров (3)-(5) было применено при анализе резонансного самоэкранирования на ^{238}U в 10-14 группах системы констант БНАБ-78 [5]. Формулы (1)-(2) позволяют в аналитическом виде вычислять факторы резонансного самоэкранирования по полному сечению f_t , захвату f_c и рассеянию f_e [2,3]. Решением системы четырех уравнений для f_t , f_e , $\langle \sigma \rangle$, σ_R (где значения f_t , f_e , $\langle \sigma \rangle$, σ_R в соответствующих группах были взяты из [6]), с четырьмя неизвестными σ_m , φ , S , σ_0 с помощью программы NEWTON из библиотеки БЭСМ-6 были найдены значения параметров, которые представлены в табл.1.

Таблица 1
Значения средних резонансных параметров и факторов самоэкранирования по захвату

№г	σ_m, δ	φ	S	σ_0, δ	f_c
10	9,32	0,305	0,217	17,51	0,777 (0,91)
11	8,19	0,311	0,181	28,76	0,701 (0,83)
12	7,76	0,279	0,165	41,52	0,631 (0,713)
13	5,19	0,281	0,147	74,13	0,477 (0,501)
14	3,75	0,177	0,0554	229	0,318 (0,285)

В скобках представлены данные работы [6].

В табл.1 также представлены значения полученных при этом факторов резонансного самоэкранирования по захвату, рассчитанных с помощью методики, описанной в [2]. В табл.2 приводятся доплеровские приращения факторов резонансного самоэкранирования по полному сечению f_t и рассеянию f_e , вычисленных с помощью переопределения параметров (3)-(5) для различных сечений разбавления σ_R . Из таблиц видно, что предлагаемый способ параметризации факторов резонансного самоэкранирования позволяет воспроизводить их значения вместе с доплеровскими приращениями при любой температуре по аналитическим формулам с помощью четырех параметров с удовлетворительной для ряда задач точностью. Предлагаемый метод может быть успешно применен в области неразрешенных резонансов для анализа экспериментальных данных по прямым и захватным пропусканиям, оценке факторов резонансного самоэкранирования, расчете других функционалов сечений [2]. В этой области флуктуационные эффекты незначительны, значение

$\alpha = \frac{\sigma_0}{\sigma_p}$ - мало, и, следовательно, погрешности переопределения (3)-(5) малы. В области разрешенных резонансов на ^{235}U полученные результаты могут быть применены для оценочных расчетов, не требующих высокой точности.

Таблица 2

Доплеровские приращения факторов резонансного самоэкранирования по полному сечению f_t и рассеянию f_e

k_{eff}	Δ	Δf_t при β_R равно		Δf_e при β_R равно	
		100	0	100	0
I0	Δ_1	0,013(0,008)	0,059(0,046)	0,006(0,004)	0,037(0,025)
	Δ_2	0,006(0,005)	0,030(0,026)	0,003(0,003)	0,017(0,015)
II	Δ_1	0,027(0,018)	0,094(0,063)	0,014(0,011)	0,066(0,038)
	Δ_2	0,012(0,011)	0,043(0,037)	0,006(0,006)	0,028(0,024)
I2	Δ_1	0,038(0,033)	0,084(0,072)	0,020(0,021)	0,068(0,046)
	Δ_2	0,021(0,022)	0,058(0,047)	0,011(0,014)	0,042(0,034)
I3	Δ_1	0,067(0,045)	0,099(0,095)	0,039(0,034)	0,092(0,049)
	Δ_2	0,044(0,038)	0,067(0,055)	0,024(0,027)	0,064(0,041)
I4	Δ_1	0,065(0,041)	0,075(0,085)	0,053(0,041)	0,065(0,044)
	Δ_2	0,061(0,041)	0,065(0,105)	0,043(0,037)	0,064(0,042)

В скобках представлены данные работы [6], $\Delta_1 = f(1900\text{K}) - f(900\text{K})$, $\Delta_2 = f(2100\text{K}) - f(1900\text{K})$

Список литературы

1. Лукьянов А.А. Структура нейтропных сечений. М.: Атомиздат, 1978.
2. Комаров А.В., Лукьянов А.А. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы вып. 3(47), М.: ЦНИИатоминформ, 1982, с.16.
3. Абагян Л.П. и др. Бюллетень инф. центра по ядерным данным. Приложение. М.: Атомиздат, 1968.
4. Кошечев В.Н., Николаев М.Н. Аналитический обзор ОБ-88, Е-21, Обнинск, 1979.
5. Абагян Л.П. и др. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. М.: Энергоиздат, 1981.

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЗОНАНСНОЙ СТРУКТУРЫ СЕЧЕНИЯ
РАССЕЯНИЯ УРАНА-238 В ДИАПАЗОНЕ ЭНЕРГИЙ
НЕЙТРОНОВ $E = 1 + 100$ КЭВ

Ю.В.Григорьев
(ФЭИ)

Т.Бакалов, Г.Илчев
(ОИЯИ)

В работе описывается методика измерения пропусканий в режиме самоиндикации по рассеянию нейтронов на ядрах урана-238. Приводятся экспериментальные значения функций самоиндикации, усредненных сечений рассеяния и их факторов резонансного самоэкранирования.

The work gives a description of the transmission measurement procedure under the self-indication conditions by the neutron scattering on $U-238$ nuclei. The experimental meaning of self-indication functions, average cross-section of scattering and the self-indication resonance factors are given.

Определение факторов резонансного самоэкранирования из экспериментальных функций пропускания по полному сечению, сечению радиационного захвата и сечению деления ранее уже производилось в работах [1,2,3]. В настоящей работе описываются измерения пропусканий в режиме самоиндикации по сечению рассеяния нейтронов, приводятся экспериментальные значения факторов резонансного самоэкранирования сечения упругого рассеяния урана-238 в неразрешенной резонансной области энергий.

Измерение пропусканий производилось методом времени пролета на импульсном быстром реакторе ИБР-30 Объединенного института ядерных исследований при разрешении спектрометра 4нс/м. В качестве детектора использовалась батарея из 16 пропорциональных 3He счетчиков типа СМ-18, которые равномерно размещены в цилиндре из плекса длиной 50см, с внутренним диаметром 15см и внешним диаметром 23см. Образцами-

фильтрами служили металлические диски диаметром 19,5 см различной толщины. Для обеспечения режима самоиндикации при измерении спектров нейтронов внутри в центре детектора помещались образцы-радиаторы, урановые металлические диски диаметром 8 см и толщиной 0,025 см и 0,05 см. Информация от детектора заносилась в память ЭВМ "Электроника-60", которая позволяла оперативно проводить первичную обработку спектров с целью получения пропусканий в энергетических интервалах системы констант БНАБ [4]. Детектор нейтронов, установленный на 1000-метровой пролетной базе ИБР-30, позволил измерять нейтронные спектры в области энергий от 0,1 кэВ до 10 МэВ. Однако определить пропускания с учетом поправки на фон удалось только в диапазоне энергий $E = I \pm 400$ кэВ. Фоновые составляющие в спектрах определялись с помощью марганцевых и алюминиевых фильтров. В энергетической группе $E = 46,5 \pm 21,5$ кэВ доля фона в спектре открытого нейтронного пучка составляет 12%, а в области энергий $E = 4,65 \pm 2,15$ кэВ равна 14%, при наличии в нейтронном пучке образца-фильтра урана толщиной 64 мм доля фона возрастает соответственно до 29% и 62%. Погрешности экспериментальных пропусканий составляет 1%+6%, обусловлены они в основном погрешностями определения фона. В табл. I представлены численные значения экспериментальных пропусканий для различных толщин образцов-фильтров.

Таблица I

Экспериментальные пропускания по самоиндикации в сечении рассеяния урана-238

Толщина, мм E _{гр} (кэВ)	0,5	1	2	4	8	16	32	64
400 + 200	0,979	0,947	0,915	0,826	0,704	0,492	0,251	0,065
200 + 100	0,975	0,934	0,887	0,786	0,653	0,428	0,193	0,044
100 + 46,5	0,959	0,919	0,855	0,771	0,623	0,375	0,158	0,032
46,5 + 21,5	0,981	0,907	0,817	0,747	0,578	0,338	0,144	0,030
21,5 + 10	0,946	0,894	0,819	0,679	0,529	0,297	0,134	0,028
10 + 4,65	0,951	0,879	0,768	0,656	0,513	0,277	0,149	0,031
4,65 + 2,15	0,885	0,793	0,649	0,557	0,423	0,240	0,131	0,026
2,15 + 1	0,810	0,684	0,575	0,484	0,375	0,220	0,145	0,034

С целью определения усредненных сечений рассеяния урана-238 проведено измерение спектра открытого нейтронного пучка при наличии в детекторе свинцового образца-радиатора толщиной 0,00569 ад./барн. Среднее сечение рассеяния урана-238 получено путем нормировки на

сечение рассеяния свинца. Следует отметить, что спектры открытого лучка и при наличии образцов-фильтров урана на нейтронном пучке совпадают по форме в пределах погрешностей для образцов-радиаторов урана-238 толщиной 0,00119ад./барн и 0,00238ад./барн. В табл. I приведены экспериментальные и оцененные сечения рассеяния для урана-238 и свинца.

Таблица 2
Средние сечения рассеяния урана-238 и свинца в барнах

E(кэВ)	100-46,5	46,5-21,5	21,5-10	10-4,65	4,65-2,15	2,15-1,00
уран-238 эксперим.	12,7	12,6	14,2	15,8	19,9	19
уран-238 оценка	12,3	13,1	13,9	15,1	18,8	20,5
свинец оценка	10,7	10,2	10,7	11,0	11,0	11,0

Факторы резонансного самоэкранирования сечения рассеяния урана-238 f_s определялись на основе соотношения вида:

$$f_s = \frac{\int_0^n T_s(n) \cdot e^{-\sigma_s n} dn}{\int_0^n T_s(n) \cdot e^{-\sigma_s n} dn}$$

где σ_s - сечение разбавления, n - толщина образца-фильтра в ад./барн, T_s , T_s' - пропускания по полному сечению и сечению рассеяния. Вычисление площадей под кривыми пропусканий, приведенных в табл. I, в подгрупповом приближении, а также использование интегральных характеристик по полным сечениям работы [5] позволило определить факторы резонансного самоэкранирования сечения рассеяния урана-238 при различных сечениях разбавления в диапазоне энергий E=1-100 кэВ (см. табл. 3).

Таблица 3

Факторы резонансного самоэкранирования сечения рассеяния урана-238

E(кэВ)	σ_p (барн)	Эксперимент					Оценка [4]		
		10000	1000	100	10	0	100	10	0
100 - 46,5		1,000	0,996	0,980	0,957	0,93	1,00	0,97	0,96
46,5- 21,5		1,000	0,996	0,965	0,934	0,90	0,99	0,95	0,92
21,5- 10,0		0,999	0,994	0,942	0,875	0,85	0,97	0,90	0,85
10,0- 4,65		0,999	0,992	0,931	0,867	0,85	0,93	0,81	0,76
4,65- 2,15		0,997	0,972	0,847	0,758	0,74	0,83	0,70	0,69
2,15- 1,00		0,994	0,947	0,780	0,670	0,67	0,71	0,57	0,54

Погрешность экспериментальных факторов самоэкранирования сечения рассеяния при сечении разбавления $k_{eff} = 0$ в первых четырех энергетических группах составляет $2+4\%$ в последних двух группах погрешность около 10% . Сравнение данных эксперимента и оценки [4] по сечениям рассеяния и факторам резонансного самоэкранирования (см. табл. 2 в 3) указывает на согласие в пределах экспериментальных погрешностей.

Литература

1. Ваньков А.А., Григорьев Ю.В., Николаев М.Н. и др. Отчет о работах по доплер-эффекту в быстрых реакторах. Симпозиум СЭВ по состоянию и перспективам работ по созданию АЭС с реакторами на быстрых нейтронах. Сборник докладов, Атомиздат, 1967, т. 2, с. 245-258.
2. Кононов В.Н., Полетаев Е.Д. Измерение полного сечения и резонансной самоэкранировки сечения захвата урана-238 в области энергий нейтронов $5-80$ кэВ. Сборник Нейтронная физика (Материалы 2-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 1973), ч. 2, 1974, с. 199-205.
3. Бакалов Т., Ваньков А.А., Григорьев Ю.В. и др. Экспериментальные исследования эффектов резонансного самоэкранирования в полном сечении и сечении деления плутония-239. Сообщение ОИЯИ РЗ-12404, 1979.
4. Абагян Л.П., Базазян Н.О., Николаев М.Н., Цибуля А.М. Справочник Групповые константы для расчета реакторов и защиты, М: Энергоиздат, 1981.
5. Ваньков А.А., Григорьев Ю.В., Николаев М.Н. и др. Температурная зависимость структуры сечений урана-238 в области неразрешенных резонансов. Сборник Труды трехстороннего советско-бельгийско-голландского симпозиума по некоторым проблемам физики быстрых реакторов, Мелекес, Атомиздат, 1970, т. 1, с. 201.

СРЕДНИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РЕЗОНАНСНОЙ СТРУКТУРЫ
НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ ^{238}U В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ
НЕЙТРОНОВ 2-45 кэВ

А.А.Ваньков, Ю.В.Григорьев, Л.С.Гостева, В.Ф.Украинцев

(ФЭИ)

Приводятся результаты статистического анализа экспериментальных данных по функциям пропускания для ^{238}U в интервале 2-45 кэВ. В рамках Брейт-Вигнеровского формализма получена оценка средних резонансных параметров и в соответствии с ней оценка групповых констант в формате БНАБ. Результаты сравниваются с табличными данными.

The results of the statistical analysis for the experimental data on ^{238}U transmission functions in 2-45 keV energy region are given. The evaluation of the mean resonance parameters in the frame of the Breit-Wigner formalism is fulfilled and the according estimates of the obtained. The comparison of the results with the table data is made.

В работе [1] на спектрометре по времени пролета реактора ИБР проводились измерения функций пропускания для ^{238}U в широком диапазоне энергий нейтронов и толщин образцов. Позже группой авторов [1] проводились дополнительные измерения тех же величин, но с использованием более совершенной регистрирующей аппаратуры на основе ^3He -детекторов нейтронов. На рисунке показаны результаты измерений величины $T(r) = \frac{1}{\Delta u} \int_{\Delta u} e^{-b_r(u)} u$ в энергетических интервалах системы констант БНАБ [2]. Там же показаны соответствующим образом усредненные экспериментальные данные, полученные на линке RPI [3] и расчетные кривые.

Расчет проводился в рамках R -матричного (в данном случае - одноуровневого) формализма с использованием ψ , χ функций путем статистической генерации резонансной структуры нейтронных сечений [4]. Учитывались S и ρ уровни. Оценка средних резонансных параметров

осуществлялась методом байесовской оптимизации [5] на основе функций чувствительности, рассчитанных путем возмущения каждого параметра. В каждом расчете для заданных энергетических интервалов получалась функция распределения полного сечения $\rho(\sigma_c)$ и функции корреляции парциальных сечений σ_k с полным $\sigma_k(\sigma_c)$. С их использованием вычислялись все типы групповых констант.

При корректировке параметров использовались экспериментальные значения по функциям пропускания в I0-I3 энергетических группах для толщин образцов от I до 64 мм. Погрешность пропусканий монотонно нарастала с ростом толщины образцов от 3-5% (I-I6 мм) до I0-30% (32-64 мм) в зависимости от номера группы.

Исходные значения параметров с априорными ошибками и результат корректировки приведен в табл. I. Экспериментальные данные по пропусканию на больших толщинах лучше описываются теорией, если допустить слабую зависимость радиуса рассеяния (который принимался одинаковым для S и P волны) от номера энергетической группы. Как видно из табл. I, допускалось различие значения R' в двух энергетических интервалах: 2-I0 кэВ (I2-I3 группы) и I0-46,5 кэВ (I0-II группы). Величина \bar{D} , хотя и вовлекалась в корректировку, не претерпела

Таблица I

Средние резонансные параметры ^{238U}

	$S_c \cdot 10^4$	$S_i \cdot 10^4$	R', ϕ	$\bar{D}, \text{эВ}$
Исходные значения	1,10	2,30	9,28	22,9
Погрешность, %	15	15	15	15
Корректированные значения	1,14	2,07	9,13 (I0, II гр) 9,28 (I2, I3 гр)	21,6
Погрешность, %	8	10	1.5	12

изменений, сохранив исходное значение 21,6 мэВ (с погрешностью 10%). Более всего уточнилась величина R' . Возникла корреляция между R' и S_i (коэффициент корреляции равен 0,45) и более слабая корреляция — между другими парами параметров.

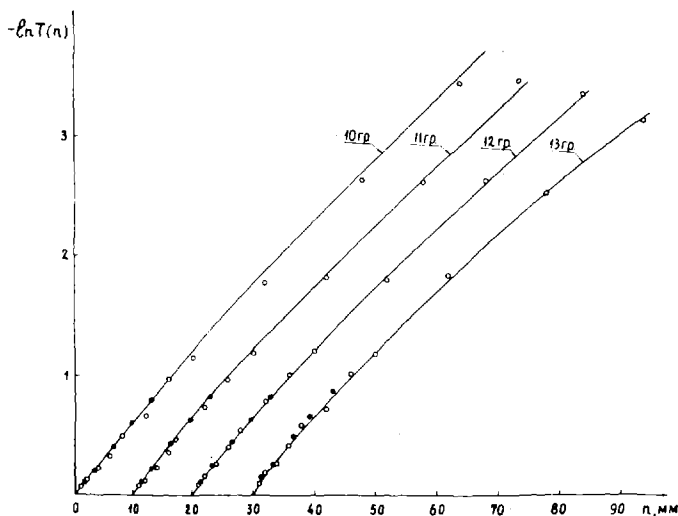
В табл. 2 представлен некоторый набор групповых констант, которые были получены на основе уточненных средних резонансных параметров. Интересно сравнить полученные результаты с табличными данными

БНАБ-78 [2]. Значения $\langle \sigma_z \rangle$ в БНАБ-78 оказываются на 0,5-1 барн ниже. Заметно ниже также значения $\langle \sigma_y \rangle$ в II-12 группах, что очевидно является результатом подгонки под интегральные данные. В то же время факторы резонансного самоэкранирования f_z и f_c в БНАБ-78 систематически выше, что свидетельствует о недооценке эффекта резонансного самоэкранирования по сравнению с полученными результатами. Об этом же свидетельствует сравнение заблокированного полного сечения вида $\langle \frac{I}{\sigma_z} \rangle^{-1}$.

Таблица 2
Групповые константы ^{238}U в области неразрешенных резонансов

№ гр	$E_n, \text{кэВ}$	$\langle \sigma_z \rangle$ бн	$\langle \frac{I}{\sigma_z} \rangle^{-1}$ бн	$f_z(0)$	$f_z(100)$	$\langle \sigma_y \rangle$ бн	$f_y(0)$	$f_y(100)$
10	21,5 - 46,5	13,9	12,1	0,682	0,963	0,444	0,883	0,983
11	10 - 21,5	15,1	11,8	0,523	0,912	0,630	0,789	0,961
12	4,65 - 10	17,0	11,7	0,410	0,837	0,882	0,652	0,910
13	2,15 - 4,65	19,5	11,6	0,305	0,721	1,23	0,479	0,803

Погрешность полученных нами результатов из-за неопределенности параметров характеризуется следующими цифрами: для $\langle \sigma_z \rangle$ - от 2,5% до 5% (с ростом номера группы), $f_z(0)$ - от 7% до 15%, $f_y(0)$ - от 1,5% до 3,5% (с ростом сечения разбавления погрешность падает), $\langle I/\sigma_z \rangle$ - на уровне 1-2%. Погрешность $\langle \sigma_y \rangle$ ~10% определяется параметром \bar{f}_y . Все приводимые в настоящей работе погрешности относятся к 95-процентному доверительному интервалу (2 σ). Мы полагаем, что погрешность результатов за счет расчетной модели не превосходит погрешности за счет средних резонансных параметров.



Функции пропускания для ^{238}U в энергетических группах системы констант БНАБ:

- - результаты измерений в Дубне [1];
- - результаты измерений RPI [3];
- / - оптимизированный расчет

Литература

1. Ваньков А.А., Григорьев Ю.В., Николаев М.Н. и др.
Proc.internat.conf Nuclear Data For Reactors; ИАЭА, 1970,
v.1, p.559-569.
2. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Николаев М.Н., Цибуля А.М.
Групповые константы для расчета реакторов и защиты. М.:
Энергоиздат, 1981.
3. Brown T.Y., Block A.C., Semler P. of Conf-720901, 1972,
book 2, p.1115-1131.
4. Бакалов Т., Ваньков А.А., Илчев Г. и др.
Сообщение ОИЯИ, P3-83-51, 1983.
5. Ваньков А.А., В кн.: Ядерные константы, М.: Атомиздат, 1974,
вып.16, с.11-19.

ИЗМЕРЕНИЕ ВЫХОДА ^{135}Xe ПРИ ДЕЛЕНИИ
ИЗОТОПОВ УРАНА, ^{238}Pu И ^{239}Pu

В.Ф.Теплых, Е.В.Платыгина, К.А.Петржак,
А.В.Смирнов, В.В.Небогатиков, А.А.Солонкин

(ЛТИ им.Ленсовета)

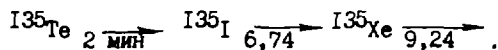
Представлены результаты и описан метод измерения кумулятивного выхода ксенона - ^{135}Xe при делении изотопов урана, нептуния и плутония реакторными нейтронами. Метод основан на частичной переработке делительного ксенона - ^{135}Xe в ксенон- 136 и последующем анализе стабильных изотопов ксенона на масс-спектрометре.

By means of particular processing of ^{135}Xe to ^{136}Xe and mass-spectrometry analysis of stable xenon isotopes relative cumulation yields xenon- 135 are measured for the reactor neutron induced fission of uranium isotops, neptunium and plutonium.

Среди газообразных продуктов деления тяжелых ядер радиоактивный изотоп ^{135}Xe занимает особое место, поскольку имеет аномально большое сечение захвата медленных нейтронов, достигающее $3,5 \cdot 10^6$ барн для резонансной энергии 0,085 эВ. При потоках тепловых нейтронов в зоне реактора выше $10^{12} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ ^{135}Xe вносит заметную отрицательную реактивность, что приводит к значительному влиянию этого изотопа на кинетику реактора. Кроме того, ^{135}Xe лежит в области масс продуктов, где наиболее отчетливо проявляется влияние оболочечных эффектов осколков на процесс деления.

Для большинства делящихся ядер кумулятивный выход ^{135}Xe , определенный радиохимическим или γ - спектрометрическим методами, имеет значительный разброс в отличие от выходов соседних массовых цепочек ($A=131, 132, 134, 136$), измеренных масс-спектрометрическим методом [1].

Изотоп ^{135}Xe образуется как непосредственно в процессе деления тяжелых ядер, так и при β - распаде ^{135}I по цепочке



При делении реакторными нейтронами часть ^{135}Xe по реакции (n, γ) переходят в стабильный ^{136}Xe . Зная долю ^{135}Xe , перешедшего в ^{136}Xe , и измерив выходы стабильных изотопов ксенона можно определить полный выход ^{135}Xe .

Равновесная концентрация ядер ^{135}Xe при получении мишеней более пяти суток в постоянном потоке нейтронов равна

$$N_{\text{Xe}} = \frac{N_f \sigma_f \Phi (Y_{\text{Xe}} + Y_I)}{\lambda_{\text{Xe}} + \sigma_{\text{Xe}} \Phi}, \quad (1)$$

где N_f - число делящихся ядер в мишени,
 σ_f - сечение деления этих ядер,
 Φ - плотность потока тепловых нейтронов,
 σ_{Xe} - сечение захвата нейтронов ядрами ^{135}Xe ,
 λ_{Xe} - постоянная распада ^{135}Xe .

Из выражения (1) видно, что чем выше плотность потока тепловых нейтронов, тем большая часть ядер ^{135}Xe переводится в ^{136}Xe .

Коэффициент переработки (K) ^{135}Xe в ^{136}Xe определяется по известным выходам изотопов ксенона при делении ^{235}U (2), который облучался в тех же условиях, что и исследуемые ядра. При этом измеренное на масс-спектрометре отношение ионных токов масс 136 и 134 (B_{235}) равно отношению суммы выхода делительного ^{136}Xe и доли ядер ^{235}U , перешедших в ^{136}Xe , к выходу ^{134}Xe (Y)

$$B_{235} = \frac{Y_{136} + K Y_{135}}{Y_{134}}. \quad (2)$$

Отсюда рассчитывалась величина K , которая была одной и той же для всех ядер, облучавшихся в одинаковых условиях.

Относительный выход ^{135}Xe для других делящихся ядер определялся по измеренному значению B и величине K из отношения

$$\left(Y_{135} / Y_{134} \right)_i = \frac{1}{K} [B_i - (Y_{136} / Y_{134})_i], \quad (3)$$

где $(Y_{136} / Y_{134})_i$ - отношение выходов массовых цепочек $A=136$ и 134 для данного делящегося ядра, которое определялось либо при коротких облучениях, либо бралось из литературных данных.

Полученные таким образом относительные кумулятивные выходы продуктов деления реакторными нейтронами приведены в таблице. Погрешность измеренных выходов ^{135}Xe составляет 1-3% и обусловлена

Относительные кумулятивные выходы
изотопов ксенона

Ядро-мишень	Кумулятивный выход изотопов ксенона					
	I31	I32	I34	I35	I36	
233U	0,575 ±,002	0,795 ±,002	1,00 ±,001	1,035 ±,012	1,078 ±,005	
236U	0,377 ±,003	0,564 ±,004	1,000 ±,003	0,762 ±,014	0,855 ±,005	
238U	0,449 ±,004	0,654 ±,005	1,000 ±,003	0,934 ±,018	0,939 ±,009	
238Np	0,417 ±,002	0,618 ±,002	1,000 ±,002	0,778 ±,023	1,010 ±,026	[1]
239Pu	0,492 ±,002	0,700 ±,002	1,000 ±,0015	1,040 ±,013	0,886 ±,002	

в основном неопределенностью рекомендованной величины выхода этого изотопа при делении ^{235}U тепловыми нейтронами [2], а также ошибками в значениях величин (Y_{I36} / Y_{I34}) для исследованных ядер [1,3-5].

Как видно из таблицы, аномалии выходов в области $A=134$, $I35$ и $I36$ наблюдаются для всех исследованных ядер кроме ^{233}U .

В заключение необходимо отметить, что выходы массовых цепочек $A=I36$ для некоторых делящихся ядер несколько больше (на 4 - 8%) соответствующих кумулятивных выходов ^{136}Xe на величину собственного выхода ^{136}Cs , которая зависит от плотности заряда составного ядра. Однако, эти поправки существенно не изменяют наблюдаемых массовых распределений.

Литература

1. В.Б.Томсу, I.F.Pleva, H.G.Thode-J. Inorg.Nucl.Chem., 1973, v.35, p.2639.
2. B.F.Rider-Compilation of Fission Product Yields. NEUC-12154-3B/EMDF-292 Class 1 September 22, 1980 DPF-0005.
3. I.C.Nogan et al. - Phys.Rev.C, 1977, v.16, №6, p.2296.
4. Петржак К.А., Платыгина Е.В., Теплых В.Ф. - Атомная энергия, 1977, т.42, вып. 4, с.337.
5. Теплых В.Ф., Платыгина Е.В., Петржак К.А. и др. - Ядерная физика, 1979, т.29, вып.2, с.293.

ИЗМЕНЕНИЕ ВЫХОДОВ ПЕРВИЧНЫХ ПРОДУКТОВ ДЕЛЕНИЯ ПРИ ДЕЛЕНИИ ЯДЕР
 ^{239}Pu НЕЙТРОНАМИ РЕАКТОРНОГО СПЕКТРА И НАДСАМАРИЕВЫМИ

И.И.Бахроми, А.Д.Беляев, Э.С.Бикбова, В.И.Коган, А.И.Муминов,
В.П.Пикуль, Л.А.Попеко, А.М.Усмандияров

(ИЯФ АН УэССР)

Обнаружено изменение относительных выходов первичных продуктов деления ядер плутония-239 в области масс $A=138-147$ при фиксированных значениях их кинетической энергии $E=66,0; 68,5; 71,5$ и $75,5$ МэВ для деления нейтронами реакторного спектра и надсamarиевыми.

Variation of the relative yields of the primary plutonium-239 fission products is found in mass range $A=138-147$ for their kinetic energies 66,0, 68,5, 71,5 and 75,5 MeV in fission with the reactor spectrum and epi-samarium neutrons.

На основе канального анализа деления ядер Уилер[1] предположил, что отношение выходов асимметричного и симметричного делений зависит от спина уровня составного ядра. Это было подтверждено экспериментально[2-4]. Пик-Личак[5] и Спербер[6] показали, что барьеры деления понижаются с возрастанием углового момента. Тогда можно ожидать, что при переходе от состояния составного ядра со спином 0^+ , преобладающего при делении ядер ^{239}Pu тепловыми нейтронами, к состоянию 1^+ , характерному при делении надсamarиевыми нейтронами (резонансный уровень 0,297 эВ), должно произойти изменение выходов продуктов деления и в области максимумов массового распределения. Инструментальные методы из-за недостаточного разрешения по массам, а радиохимические из-за интегрирования массовых выходов по всем кинетическим энергиям, не позволили однозначно установить это (кроме случая крайне асимметричного деления: $^{166}\text{Dy} - ^{166}\text{Ho}$ [7]).

В данной работе проведено изучение относительных выходов первичных продуктов деления (ПД) ядер ^{239}Pu в области массовых чисел $A=138-147$ при фиксированных значениях их кинетической энергии $E=66,0; 68,5; 71,5$ и $75,5$ МэВ для деления нейтронами реакторного спектра (превалирует состояние 0^+ ; кадмиевое отношение 16 для Au)

и надсамариевыми (превалирует состояние I^+). Измерения выполнены на Ташкентском сепараторе незамедленных продуктов деления ядер, размещенном на пучке нейтронов реактора [8]. Сепаратор состоит из последовательно расположенных электростатического и магнитного анализаторов и обеспечивает сепарацию ПД, вылетающих из слоя делящегося вещества со скоростями, близкими к начальным, одновременно по массам m , энергиям E и ионным зарядам q . Детектирование участка спектра 6 последовательных масс ПД при одной энергии и одном ионном заряде осуществляется стеклянным трековым детектором, помещенным в фокальной плоскости сепаратора. После облучения ПД-детектор протравливался и сканировался на микроскопе. Разрешающая способность сепаратора по m/q 800-900. Точность измерения масс составляет $\pm 0,06\%$, энергий - до $\pm 0,02\%$.

В фокусе сепаратора, в потоке нейтронов $1,3 \times 10^{12} \text{ н/см}^2 \cdot \text{с}$, устанавливалась мишень из ^{239}Pu толщиной 50 мкг/см^2 с однородностью слоя не хуже $\pm 5\%$. Область расположения мишени была закрыта кадмиевым стаканом толщиной 1 мм с прямоугольным отверстием в дне против мишени размером $15 \times 40 \text{ мм}^2$. При измерениях выходов при делении надсамариевыми нейтронами это отверстие закрывалось самариевой пластинкой толщиной $0,3 \text{ мм}$. Интервал ПД с $A=138-147$ охватывается двумя последовательными участками спектра m/q , измерившимися с перекрытием по $A=142$ и 143 . Независимые измерения по времени пролета для использованного самариевого фильтра толщиной $0,3 \text{ мм}$ показали, что вероятность деления через резонанс $0,297 \text{ эВ}$ составляет 85% . Соответственно, вклад резонансного деления в тепловое (без фильтра) составил 8% . Для получения равнозначных результатов на измерения с фильтром затрачивалось в 12 раз большее время, чем на измерения без фильтра. В обоих случаях измерялись одни и те же участки спектра.

На рис. 1 представлена зависимость относительных выходов $Y_A = N_A / \sum N_A$ от массового числа продуктов деления ядер ^{239}Pu нейтронами реакторного спектра (открытые кружки) и надсамариевыми нейтронами (сплошные кружки) при 4 фиксированных значениях кинетической энергии ПД. N_A - число отсчетов в пике. Нормировка проведена по сумме отсчетов во всех пиках (от $A=138$ по $A=147$) для данного вида деления. Отчетливо видно отличие массовых спектров для обоих случаев деления. Характер этого изменения наиболее ясно виден на рис. 2, где отложены зависимости от A -отношения относительных выходов Y_{A9m} / Y_{A8} при тех же значениях E . Для деления надсамариевыми нейтронами при кинетической энергии ПД $E=66,0$ и $68,5 \text{ МэВ}$ (ниже наи-

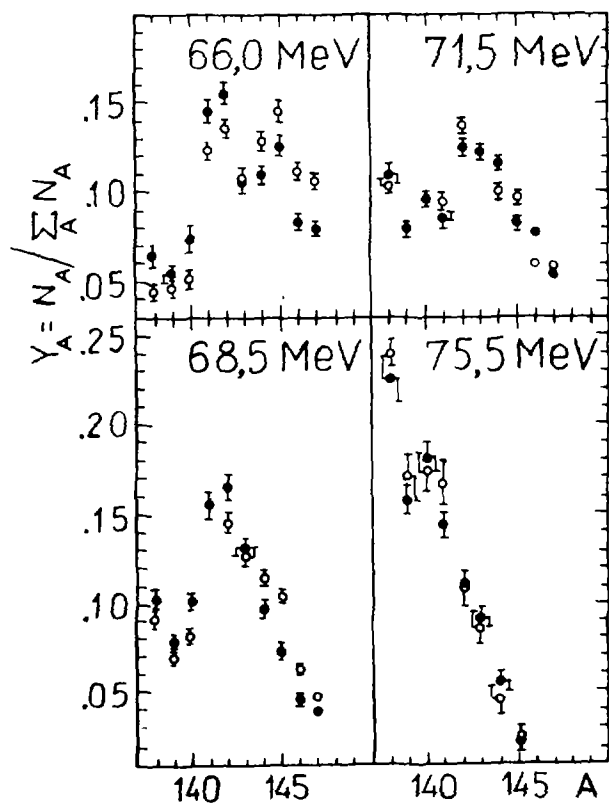


Рис. 1. Относительные выходы продуктов деления ядер плутония-239 нейтронами реакторного спектра (открытые кружки) и самариевыми (сплошные кружки)

более вероятных значений в рассматриваемом диапазоне A) четко проявляется падение относительных выходов с увеличением массового числа. Это изменение можно связать с увеличением деформации осколков деления в точке разрыва и с соответствующим увеличением момента инерции делящейся системы, которым определяется величина небольшой энергетической добавки к потенциальной энергии поляризованной системы в точке разрыва, вычисленной в [9], которая вносится ненулевым угловым момен-

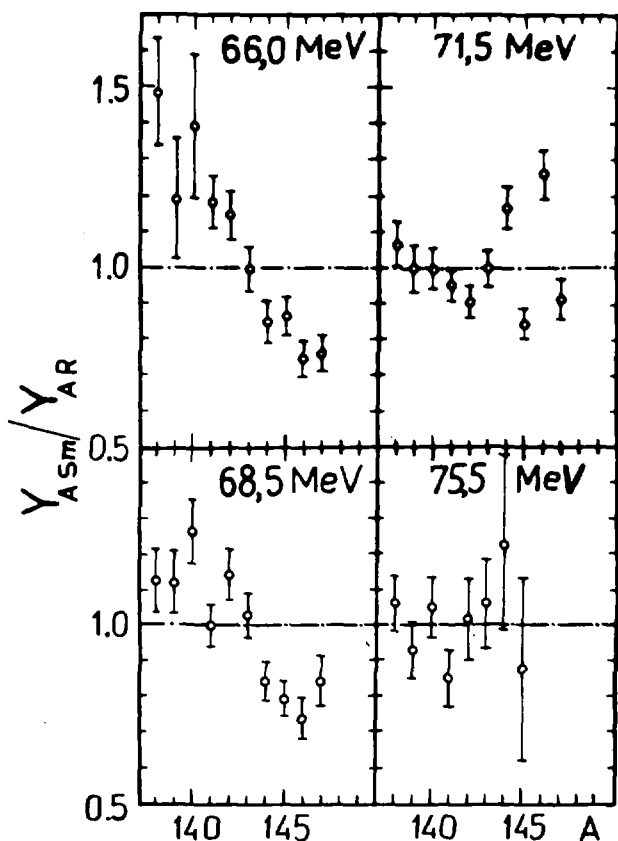


Рис.2. Отношение относительных выходов деления плутония-239 надсамариевыми и тепловыми нейтронами

том делящегося ядра. При $E=71,5$ МэВ, т.е. с понижением энергии возбуждения осколков, наблюдается увеличение выходов ПД с $A=144$ и 146 и уменьшение с $A=145$ для надсамариевого деления, что может быть связано с ядерной структурой образующихся осколков (для $A=144$ и 146 преобладают $^{144}_{56}\text{Ba}$ и $^{146}_{58}\text{Ce}$, т.е. четно-четные ядра, а для $A=145$ преобладает $^{145}_{58}\text{Ce}$ с неспаренным нейтроном [10], что, по-

видимому, существенно увеличивает момент инерции). В рассматриваемой области масс ПД ^{239}Pu $\bar{U} \approx 2$ [II], поэтому в среднем четность и нечетность ядер осколков деления до эмиссии нейтронов и после будет сохраняться. При $E=75,5$ МэВ изменения выходов - в пределах ошибок.

Список литературы

1. Wheeler J.A. - *Physika*, 1956, v.22, p.1103.
2. Regier R.B. et.al. - *Phys.Rev.*, 1960, v.119, p.2017.
3. Cowan G.A. et.al. - *Phys.Rev.*, 1966, v.144, p.979.
4. Toraskar J., Melkonian E. - *Phys.Rev.*, 1971, v.C4, p.267.
5. Пик-Пичак Г.А. - *ЖЭТФ*, 1958, т.34, вып.2, с.341.
6. Sperber D. - *Phys.Rev.*, 1963, v.130, p.468.
7. Tong S.L. et.al. - *J.Inorg.Nucl.Chem.*, 1973, v.35, p.3079.
8. Kasilov V.A. et.al. - *Proc.8th Intern. EMIS Conf. on Low Energy Ion Accel. and Mass Separators. Goteborg, Sweden, 1973, p.226.*
9. Wilkins B.D. et.al. - *Phys.Rev.*, 1976, v.C14, p.1832.
10. Гусев Н.Г. и др. - Радиационные характеристики продуктов деления. Справочник. М.: Атомиздат, 1974, 224 с.
11. Террелл Дж. - В кн.: *Успехи физики деления ядер*. М.: Атомиздат, 1965, с.217.

ИЗМЕРЕНИЕ ВЫХОДОВ ПРОДУКТОВ ДЕЛЕНИЯ УРАНА-236
И УРАНА-238 МОНОЭНЕРГЕТИЧЕСКИМИ НЕЙТРОНАМИ
МЕТОДОМ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ГАММА-СПЕКТРОМЕТРИИ

А.Н.Гудков, А.Н.Давлетши, В.М.Живун, А.В.Звонарев,
В.В.Коваленко, А.Б.Колдобский, Ю.Ф.Коллеганов,
В.М.Колобашкин, С.В.Кривашеев, В.Г.Лиффоров,
Н.С.Пивень, А.О.Типунков, В.А.Толстик

(ЭФИ, МИФИ)

С использованием метода полупроводниковой гамма-спектрометрии измерены выходы продуктов деления урана-238 нейтронами с энергией 1050 кэВ и урана-236 - с энергиями 960 и 3300 кэВ.

Fission-product yields from the 1050-keV-neutron-induced fission of the ^{238}U , and 960, - 3300-keV-neutron-induced fission of ^{236}U are measured by using the semiconductor gamma-spectrometry.

Исследовались выходы ПД ^{238}U нейтронами с энергией 1050 кэВ и ^{236}U - с энергиями 959 и 3300 кэВ. Образцы делящихся материалов (однородные тонкие диски из $^{236}\text{U}_3\text{O}_8$ и $^{238}\text{U}_3\text{O}_8$, герметично заваренные в никелевую фольгу толщиной не более 0,1 мм), облучались моноэнергетическими нейтронами, полученными по реакции $\text{T}(p, n)^3\text{He}$ на электростатическом ускорителе КГ-2,5. Гарантированная изотопная чистота делящегося материалов составляла 0,99 г. при соединении препарата ^{238}U по ^{235}U около 200. Основные характеристики образцов и условий облучения указаны в табл. I.

Значения времен облучения во всех экспериментах определялись в основном эксплуатационно-техническими возможностями ускорителя.

Для измерения флюенса нейтронов использовались мониторы (золотые фольги в форме совпадающих по диаметру с исследуемыми образцами и установленных перед ними дисков). Масса мониторов во всех случаях составляла около 1 г при гарантированной химической чистоте 0,999.

Таблица I

Характеристика образцов делящихся материалов и условий облучения

Характеристика образца	Делящийся материал		
	$^{238}\text{U}(r_{1050}, f)$	$^{236}\text{U}(r_{959}, f)$	$^{236}\text{U}(r_{3300}, f)$
Масса образца, мг	1110 ± 1	$995,8 \pm 0,9$	$995,8 \pm 0,9$
Диаметр образца, мм	I3	I2	I4,62
Погрешность в определении энергии ΔE , %	I,5	0,2	6

С целью уменьшения интенсивности фонового излучения, обусловленного активацией конструкционных и примесных материалов образца термализованными рассеянными нейтронами, исследуемые изотопные сборки ($^{238}\text{U} + \text{Au}$) помещались в кадмиевые контейнеры толщиной 0,35 мм.

Измерения γ -спектров облученных образцов проводились на полупроводниковом спектрометре стандартной архитектуры, включавшей: коаксиальный $\text{Ge}(\text{Li})$ -детектор (в измерениях ПЦ ^{238}U - типа ДЦК-50А, ^{236}U - ДЦК-70В с разрешением, соответственно: 4,0 и 3,1 для γ -квантов с энергией 1333 кэВ; зарядочувствительный предусилитель ПУ-II; спектрометрический усилитель БУС-2-47; многоканальный амплитудный анализатор: в исследованиях ^{238}U - ЛР-4840 (800 каналов), ^{236}U - ЛР-4900 (4096 каналов) с выводом информации на магнитофон; телетайп АSR-33.

Одной из главных методических трудностей в процессе измерений явилось обеспечение необходимой статистической достоверности результатов измерений при относительно небольшом количестве делений в образцах вследствие ограниченного значения флюенса делящих моноэнергетических нейтронов и малых сечений деления (в особенности для ^{236}U). В силу ряда причин единственно реальным способом улучшения статистики измерений было уменьшение расстояния "источник-детектор". При исследовании выходов ПЦ ^{238}U это рассеяние было выбрано равным 2,7 см против 15-20 см в наших более ранних исследованиях с использованием полупроводниковой γ -спектрометрии [1,2]. Тем не менее, как показал анализ результатов измерений выходов ПЦ ^{238}U , вклад парциальной ошибки, обусловленной статистикой регистрации, и в этом случае оставался значительным (в среднем ~60%). Поэтому облученный образец ^{236}U помещался непосредственно на верхней крышке ПЦ (геометрия "вплотную"). Однако, в этом случае резко увеличивалась вероятность одновременной, в пределах временного разрешения ПЦ, регистрации γ -квантов, испущенных в

каскаде (эффект каскадного суммирования - ЭКС), приводящей к существенным искажениям спектра β -излучения смеси ПД. Этот эффект должен учитываться введением необходимых поправок при обработке спектрометрической информации. На практике поправки на ЭКС могут быть определены лишь экспериментальным путем, при этом чрезвычайно важным является то обстоятельство, что изотопный состав смесей ПД в областях максимумов их массовых распределений для делящихся ядер относительно близких масс качественно сходен независимо от энергии делящихся нейтронов. Это дает возможность использовать при анализе поправок на ЭКС для какой-либо β -линии применительно к данному ПД хорошо изученные реакции деления, позволяющие получить любую необходимую активность образцов делящихся материалов. В настоящей работе в качестве такой реакции использовалось деление ^{235}U тепловыми нейтронами.

Образец ^{235}U массой 10,7 мг с изотопной чистотой по основному материалу ~ 90% одулучался в тепловой колонне реактора БР-1. Кадмиевое отношение на позиции облучения составляло ~ 200. Спектр β -излучения смеси ПД ^{235}U измерялся в геометрии "вплотную" на детекторе ДДК-70В, предназначенном для измерений выходов ПД ^{236}U . Затем по методике, описанной в [1,2], определялись "искаженные" вследствие влияния ЭКС значения выходов ПД ^{235}U тепловыми нейтронами. Их нормировка осуществлялась с использованием рекомендованных в [3] величин выходов $^{85\text{m}}\text{Kr}$, ^{91}Sr , ^{97}Zr и ^{139}Ba с последующим усреднением. Выбор этих ПД в данном случае был обусловлен "бескаскадностью" β -излучения, возникающего при распаде изомерных состояний $^{85\text{m}}\text{Kr}$ (151,1 кэВ), $^{91\text{m}}\text{Y}$ (555,6 кэВ) и $^{97\text{m}}\text{Nb}$ (743,4 кэВ), находящихся в равновесии с ^{91}Sr и ^{97}Zr , соответственно, а также β -линии 165,0 кэВ ^{139}Ba . При этом идентификация и определение выходов этих ПД приводились лишь по перечисленным β -линиям. Далее сравнением "искаженных" значений выходов с их рекомендованными значениями [3] определялись поправки на ЭКС для наиболее интенсивных β -линий, обычно используемых для анализа ПД.

Перечисленные выше β -линии $^{85\text{m}}\text{Kr}$, ^{91}Sr , ^{97}Zr и ^{139}Ba в спектре ПД ^{235}U использовались также для калибровки спектрометра по эффективности в геометрии "вплотную" совместно с источниками из комплекта ОСИ, схемы распада которых не содержат каскадных γ -линий (^{54}Mn , ^{137}Cs , ^{65}Zn , ^{22}Na , ^{203}Hg). Для измерений выходов ПД ^{235}U калибровка осуществлялась по стандартной методике [4] с применением всего набора ОСИ и препарата ^{236}Ra в равновесии с дочерними продуктами распада, использование которого для калибровки в ее геометрии "вплотную" не представлялось возможным из-за обилия каскадных β -переходов в схемах распада его компонент.

Данные для идентификации ПД по их β -излучению во всех случаях выбирались в соответствии с работой [5]. Результаты измерений сведены в табл.2.

Таблица 2
Выходы ПД урана-238 и урана-236 (%)

ПД	^{238}U 1050	^{236}U 960	^{236}U 3300
I	2	3	4
^{91}Sr	$2,94 \pm 0,4\text{I}$	$5,47 \pm 0,30$	$5,44 \pm 0,39$
^{92}Sr		$4,58 \pm 0,56$	$4,42 \pm 0,58$
^{92}Y		$4,36 \pm 0,42$	$5,01 \pm 0,43$
^{93}Sr		$5,4 \pm 1,4$	
^{93}Y		$4,45 \pm 0,57$	$4,59 \pm 0,6\text{I}$
^{94}Y		$4,72 \pm 0,70$	$4,7 \pm 1,3$
^{97}Zr	$6,0 \pm 1,6$	$5,34 \pm 0,27$	$5,34 \pm 0,27^*$
^{99}Mo		$5,33 \pm 0,62$	$5,80 \pm 0,86$
$^{99\text{m}}\text{Te}$		$5,9 \pm 1,1$	$5,01 \pm 0,70$
^{101}Mo		$5,01 \pm 0,59$	$5,28 \pm 0,39$
^{101}Te		$5,42 \pm 0,72$	$4,8 \pm 1,1$
^{105}Ra	$3,07 \pm 0,83$		
^{128}Sb		$0,11 \pm 0,03$	$0,36 \pm 0,05$
^{129}Sb		$0,24 \pm 0,14$	$0,50 \pm 0,09$
$^{130}\text{Sb}^{**}$		$0,82 \pm 0,38$	$0,83 \pm 0,11$
$^{131\text{m}}\text{Te}$		$0,72 \pm 0,15$	$0,71 \pm 0,1$
^{132}Te	$6,7 \pm 3,1$	$4,82 \pm 0,41$	$3,97 \pm 0,45$
$^{133\text{m}}\text{Te}$		$2,42 \pm 0,39$	
^{133}I	$5,63 \pm 0,53$	$5,73 \pm 0,52$	$5,82 \pm 0,41$
^{134}Te		$6,18 \pm 0,54$	$6,59 \pm 0,70$
^{134}I		$6,85 \pm 0,82$	$7,42 \pm 0,72$
^{135}I	$8,4 \pm 3,9$	$5,98 \pm 0,33$	$6,72 \pm 0,48$
^{135}Xe	$5,76 \pm 0,81$		
^{139}Ba	$5,4 \pm 1,1$	$6,14 \pm 0,72$	$6,50 \pm 0,47$
^{140}Ba		$5,20 \pm 0,30$	$4,97 \pm 0,46$
^{142}La	$4,22 \pm 0,49$	$4,93 \pm 0,52$	$5,18 \pm 0,57$
^{146}Pr		$3,69 \pm 0,57$	$3,37 \pm 0,38$
^{147}Nd	$4,0 \pm 1,8$		

* нормировочное значение;

** изомер с $T_{1/2} = 40,0$ мин.

Для реакции $^{238}\text{U} (n_{1050}, f)$ и $^{236}\text{U} (n_{960}, f)$ были получены абсолютные значения выходов. Для процесса $^{236}\text{U} (n_{3300}, f)$ из-за ряда методических трудностей не удалось определить число делений в образце, что поставило проблему нормировки выходов. При ее решении было обращено внимание на совпадение в пределах погрешностей большей части опубликованных значений выходов ^{97}Zr при делении ^{235}U , ^{236}U , ^{237}U , ^{238}U в широком интервале энергий делящихся нейтронов 0,5 до 14 МэВ. Помимо этого, значительный по величине выход ^{97}Zr определялся в настоящей работе по интенсивной "бескаскадной" γ -линии 743,4 кэВ; что обусловило относительно небольшую погрешность при его измерениях.

С учетом перечисленных обстоятельств нами было допущено равенство выхода ^{97}Zr в реакции $^{235}\text{U} (n_{3300}, f)$ его значению при энергии делящихся нейтронов 960 кэВ ($5,34 \pm 0,27$), весьма близкому к величине этого выхода, полученной усреднением упомянутых выше данных по различным комбинациям "нейтроны-горючее" и равной $5,45 \pm 0,04$ (рассчитана в качестве контрольной).

Сравнение полученных результатов с данными, полученными для сходных энергий возбуждения: для ^{238}U с[6], для ^{236}U - с[7] обнаруживает сходный характер соответствующих массовых распределений. Обращает на себя внимание существенная разница между выходами ^{128}Sb при делении ^{236}U нейтронами различных энергий: в этой области начинает проявляться известный эффект резкого увеличения вероятности симметричного деления при повышении энергии возбуждения компаунд-ядра.

Л и т е р а т у р а

1. Гудков А.Н. и др. / Нейтронная физика. - М.: 1977, ч.Ш, с.192.
2. Гудков А.Н. и др. / Экспериментальные методы ядерной физики. - М.: Атомиздат, 1975, выд.4, с.105.
3. Meek M.E. et al. Rept. MEDO-12154-2, 1977.
4. Коваленко В.В. и др. / Экспериментальные методы ядерной физики. - М.: Атомиздат, 1980, вып.6, с.70.
5. Reus W. et al. Rept. GSI-79-2, 1979.
6. Nagy S. et al. Phys. Rev. C., 1978, v.17, p. 163.
7. Гудков А.Н. и др. / Атомная энергия. 1980, т.48, с.401.

МИКРОСКОПИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ ВЫХОДА И ГРУППОВЫХ КОНСТАНТ
ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ

П. Э. Немировский

(ИАЭ им. И.В. Курчатова)

Из данных о выходах осколков - излучателей при делении и о доле запаздывающих нейтронов на один распад осколка получены выходы запаздывающих нейтронов на одно деление и константы группы на различных спектрах нейтронов для 24 случаев деления ядер (от ^{232}Th до ^{245}Cm).

The yields and group parameters of the delayed neutrons from neutron-induced fission in a large variety of nuclides from ^{232}Th to ^{245}Cm were obtained by using data of yields of fission products and the fraction of beta delayed neutrons per decay.

До последнего времени расчет выходов и групп запаздывающих нейтронов, исходя из микроскопических данных об осколках - излучателях был мало достоверен из-за отсутствия точных данных по соответствующим осколкам. Первые расчет выходов был произведен в работах (1) (2). Достоверных расчетов констант групп произведено не было, так как расчеты в работе (3) страдают рядом чрезмерных упрощений. Для расчета выходов запаздывающих нейтронов при делении ядра на заданном спектре нейтронов необходимо знать:

1. Выход осколков-излучателей на одно деление q_i .

2. Долю распадов сопровождающихся вылетом запаздывающих нейтронов p_i . Тогда полный выход запаздывающих нейтронов на одно деление можно записать в виде:

$$\beta = \sum p_i q_i. \quad (1)$$

Для расчета вклада отдельных групп и их периодов необходимо знать:

3. Время жизни осколка-излучателя и его предшественников.

4. Наличие изомеров у осколка-излучателя и их времена жизни.

В настоящее время мы располагаем экспериментальными данными по величине ρ (4) для 59 осколков, которые для большинства де-

дящихся ядер дают 90% вклада в β . Для остальных возможных излучателей мы составили таблицы энергий связи нейтрона в дочернем ядре и энергий β - распада материнского ядра. Когда $E_{\beta}^{Z-1} > E_n^Z$, где Z атомный номер дочернего ядра, то вылет запаздывающих нейтронов возможен, и проведена оценка ρ . В случае, если для данного Z доля ρ известна (как правило, при меньших изоботках нейтронов), то предполагается постепенный рост ρ с ростом N . Если для данного Z данных нет, то приходится для четных Z (Ge, Zr, Mo) исходить из аналогий, а для нечетных (Nb, Tc) учитывать величину большого момента основного состояния материнского ядра ($9/2$). Так была проведена оценка ρ (верхняя и нижняя) еще для 50 осколков. Значения q , т.е. кумулятивного выхода осколка-излучателя при делении, относительно хорошо изучены для деления ^{235}U и ^{239}Pu на тепловых нейтронах, хуже для ^{233}U , ^{241}Pu на тепловых нейтронах и для ^{238}U и ^{232}Th на быстрых. Для прочих спектров (быстрые нейтроны для нечетных ядер, деление на 14-мэвных нейтронах), а также для редких изотопов q изучены недостаточно и потому необходима теоретическая оценка, проведенная в (I). Мы несколько изменили предположения в теоретической оценке, уменьшив четно-нечетные колебания q и несколько расширив зарядовое распределение для ^{232}Th и ^{238}U .

Зарядовое распределение принималось в виде

$$f(z) = \lambda [1 + 0.15(-1)^z] \text{Exp}[-(z-z_0)^2/\sigma_z^2] \quad (2)$$

$\sigma_z^2 = 0.833$, λ - нормировочная константа, которая выбирается из соотношения $\sum f(z_i) = 1$. Для ряда случаев деления на быстрых и 14-мэвных нейтронах сохранялась оценка (1). Новое значение ρ для ^{25}As , происхождение которого неизвестно, не принималось во внимание. Были вычислены погрешности найденных значений β . Из всех излучателей запаздывающих нейтронов было выделено 12, дающих основной вклад в подавляющем большинстве делящихся ядер, а именно: ^{85}As , ^{87}Bz , ^{88}Bz , ^{89}Bz , ^{90}Bz , ^{93}Rb , ^{94}Rb , ^{95}Rb , ^{135}Sg , ^{137}J , ^{138}J , ^{139}J . Их вклад колеблется от 90% для ^{233}U до 67% для ^{241}Pu при делении на тепловых нейтронах и падает до 58% для ^{238}U .

Для этих 12 ядер погрешность их вклада вычислялась по отдельности, для остальных излучателей с известным ρ , погрешность для теплового деления предполагалась равной 10% их суммарного вклада, а для неизвестных излучателей погрешность $\Delta\beta = \beta$.

Однако неизвестные излучатели дают по нашей оценке вклад лишь в 4,4% для ^{235}U , 2,4% для ^{233}U и 8,9% для ^{239}Pu . Лишь для ^{241}Pu их вклад равен 10%. Мал вклад для легких делящихся изотопов (^{232}Th , ^{233}U , ^{235}U , ^{236}U) от неизвестных излучателей и при делении на быстрых нейтронах. И лишь для ^{238}U и изотопов ^{241}Pu , ^{242}Pu он достигает 10%.

Всего было вычислено 9 значений выхода β на одно деление на тепловых нейтронах. Для нейтронов спектра деления получено 11 значений β , для 14-мэвных нейтронов-5.

В таблице I дано сравнение расчетных и экспериментальных значений β , а также $\epsilon = \beta/\nu$ (%) запаздывающих нейтронов, th - означает тепловое деление, f - деление на быстрых и h - на 14-мэвных.

Таблица I

Делящееся ядро	β расч. (%)	β эксп. (%)	ν	ϵ (%)
232 U^{th}	0,484±0,05	0,433±0,033		
233 U^{th}	0,756±0,06	0,74±0,04	2,497	0,303
235 U^{th}	1,678±0,09	1,67±0,07	2,435	0,609
238 Pu^{th}	0,40 ± 0,06	0,461±0,073		
239 Pu^{th}	0,644±0,064	0,645±0,05	2,891	0,233
241 Pu^{th}	1,484±0,165	1,57±0,15	2,953	0,502
243 Cm^{th}	0,35±0,08			
245 Cm^{th}	0,585±0,105	0,592±0,039		
232 Th^f	5,15±0,31	5,27±0,4	2,32	2,216
233 U^f	0,862±0,075	0,78±0,04	2,58	0,32
235 U^f	1,711±0,154	1,67±0,07	2,482	0,609
236 U^f	2,133±0,24			
238 U^f	4,255±0,51	4,44±0,23	2,78	1,529
237 Np^f	1,15±0,148	1,061±0,098	2,81	0,41
239 Pu^f	0,638±0,092	0,65±0,03	2,944	0,217
240 Pu^f	0,905±0,154	0,88±0,06	3,26	0,278
241 Pu^f	1,31±0,24			
242 Pu^f	1,858±0,41	1,97±0,23		
241 Am^f	0,463±0,1	0,503±0,06		
232 Th^h	3,02±0,29		4,64	0,65
233 U^h	0,605±0,07		3,86	0,157

	1	2	3	4	5
235 U^h		$0,98 \pm 0,1$	—	4,393	0,223
238 U^h		$2,489 \pm 0,32$	—	4,45	0,555
239 Pu^h		$0,4 \pm 0,07$	—	4,75	0,064

Как известно, в теории реакторов используется шестигрупповое приближение для характеристики временного спада запаздывающих нейтронов, при этом макроскопические Λ берутся для каждой последующей группы на 0,5 порядка больше, чем для предыдущей.

Такое описание макроскопических экспериментов является вполне удовлетворительным. Простейший микроскопический расчет проведен в (3). Все излучатели поделены на 6 групп. Для каждой группы записаны соотношения:

$$A_k = \sum p_i^k q_i^k \quad (3)$$

$$A_k \Lambda^k = \sum \lambda_i^k p_i^k q_i^k \quad (4)$$

Такая методика неудовлетворительно аппроксимирует истинный закон спада в области 100 сек, 15 сек, 5 сек и т.д. (на границах групп). Поэтому мы попытались подогнать истинный закон спада

$$f(t) = \sum_i \lambda_i p_i q_i f_i(t) \quad (5)$$

где $f_i(t)$ — не экспонента, так как есть взнос материнских веществ в распад данного ядра под шестигрупповое приближение методом проб и ошибок и получили удовлетворительный результат.

Наилучшая 6-групповая система A_k, Λ_k для ^{235}U дает в интервале 600–0 сек максимальное отклонение от (5) 2,8% и в 26 точках из 29 отклонение < 2%.

В таблице 2 приведена расчетная система констант A, Λ .

Таблица 2

Делящееся ядро	$A_1 \cdot 10^{-2}(\%)$	$\Lambda_1 \text{ сек}^{-1}$	$A_2 \cdot 10^{-2}(\%)$	$\Lambda_2 \text{ сек}^{-1}$	$A_3 \cdot 10^{-2}(\%)$	$\Lambda_3 \text{ сек}^{-1}$
233 U^{th}	6,4	0,01255	2,14	0,0345	17,5	0,139
235 U^{th}	5,7	0,0126	34,45	0,0320	32,96	0,120
239 Pu^{th}	1,9	0,01255	19,6	0,0298	14,6	0,122
241 Pu^{th}	1,8	0,0127	35,7	0,0298	27,6	0,126
238 U^f	5,3	0,0131	55	0,0322	66,8	0,131
232 Th^f	18,8	0,0125	80,2	0,0346	92,0	0,129

Окончание табл.2.

Делящееся ядро	$\lambda_4 \cdot 10^{-2} (\%)$	$\lambda_4 \text{ сек}^{-1}$	$\lambda_5 \cdot 10^{-2} (\%)$	$\lambda_5 \text{ сек}^{-1}$	$\lambda_6 \cdot 10^{-2} (\%)$	$\lambda_6 \text{ сек}^{-1}$
233 U th	24,7	0,317	5,5	неопр.	0	
235 U th	67,0	0,316	20,2	1,4	7,5	3,3
239 Pu th	21,3	0,328	4,6	1,15	2,4	2,9
241 Pu th	56,2	0,355	24,5	1,6	4,4	3,5
238 U ^s	164,5	0,362	98,5	1,45	34,3	4
232 Th ^s	201,5	0,328	96,8	1,5	25	неопр.

ЛИТЕРАТУРА

1. Rader B.P., Meek M.E. Usenda Report 1215A-2.1977.
2. Rudstam G. Fission product Nuclear data v.II, p.567. 1977.
3. Rudstam G. Nucl.Science and Engineering v.80, p.379, 1982.
4. Waldo R.F. Karam R.A. Meyer R.A. Phys.Rev.V. v.23, p.1113, 1981.

ЗАВИСИМОСТЬ ПОЛНЫХ И ПРИВЕДЕННЫХ ВЫХОДОВ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ
ОТ ПАРАМЕТРА $(n Z_c - A_c)$

Д.И.Сижора

(ИЯИ АН УССР)

Систематизированы по параметру $(2,65Z_c - A_c)^2$ полные и приведенные выходы запаздывающих нейтронов. Показано, что такая систематика чувствительна к особенностям выхода запаздывающих нейтронов первых групп.

The Delayed neutron yields over the parameter $(2,65Z_c - A_c)^2$ are systematized. It is shown that this systematic is sensitive to the particularities of first group yields.

При изучении зависимости полных выходов запаздывающих нейтронов (ЗН) от массового числа делящегося нуклида A_c можно прийти к выводу о наличии двух компонентов в кривой выхода - зарядовой и массовой. К зарядовой компоненте, например, относятся выходы первых групп (рис.1), которые с точностью до 12% могут быть аппроксимированы выражением

$$\ln Y_1 = -1,9 - 0,5(Z_c - 92), \quad (1)$$

где Z_c - зарядовое число делящегося нуклида, а выходы первых групп Y_1 отнесены к 100 делениям.

Если совместить полные выходы ЗН различных Z_c , то легко может быть получена зависимость

$$\ln Y = \ln Y_0 - 0,39(3Z_c - A_c). \quad (2)$$

Согласно работе [1] выражение (2) может быть получено из условия

$Y \sim \exp(-B_n/T)$, где B_n - энергия связи нейтрона в ядре-эмиттере, а T - температура, соответствующая полной энергии β - распада осколка-предшественника ЗН.

Линейная зависимость (2) изучалась многими исследователями.

Так, в работе [2] было найдено, что разброс экспериментальных данных $\epsilon_n Y$ относительно прямой (2) составляет $\pm 11,7\%$. Введение поправки A_c/Z_c к параметру $(3Z_c - A_c)$ уменьшает разброс на 1%.

В работе [3] уже используется параметр $(3,034Z_c - A_c)$, в то время как уменьшение разброса до 8% в $\epsilon_n Y$ наблюдается вплоть до параметра $(3,2Z_c - A_c)$. Однако даже при таком параметре затруднено обнаружение различия между кривыми выхода при делении нейтронами и гамма-квантами тормозного излучения.

В данной работе получено дальнейшее уменьшение разброса экспериментальных значений $\epsilon_n Y$ до $\pm 5\%$ путем введения параметра $(2,65Z_c - A_c)$ и использования свойств двухкомпонентности выходов ЗН.

Исходя из данных [3,4] получены следующие зависимости для полных $Y = \sum a_i$ и приведенных $Y_{пр} = \sum a_i / a_i$ выходов ЗН

$$\begin{aligned} \epsilon_n Y &= 2,05 - 2,48 \cdot 10^{-2} (2,65 Z_c - A_c)^2 - 0,17 (Z_c - 92) \\ \epsilon_n Y_{пр} &= 3,95 - 1,45 \cdot 10^{-2} (2,65 Z_c - A_c)^2 - 0,2 (Z_c - 92), \end{aligned} \quad (3)$$

которые изображены на рис 2,3.

Введение параметра $(2,65Z_c - A_c)$ в систематике полных и приведенных выходов ЗН позволило обнаружить (рис.3) различие в поведении кинетических функций ЗН $S_f^A = Y_{пр}/Y$ при делении нейтронами и тормозным излучением. Зависимость S_f^A от параметра $1,03 \cdot 10^{-2} (2,65 Z_c - A_c)^2 - 0,03 (Z_c - 92)$ при фотоделении стремится к насыщению в отличие от прямолинейной зависимости при делении нейтронами.

В заключение хотелось бы отметить, что соотношение коэффициентов при Z_c^2 , Z_c , A_c и A_c^2 в формулах (3) близки к аналогичным соотношениям коэффициентов в формуле для дефекта масс Леви [5]. Последнее может быть объяснено взаимосвязью между параметром $(2,65Z_c - A_c)^2$ и средней высотой потенциального барьера при образовании предшественников ЗН.

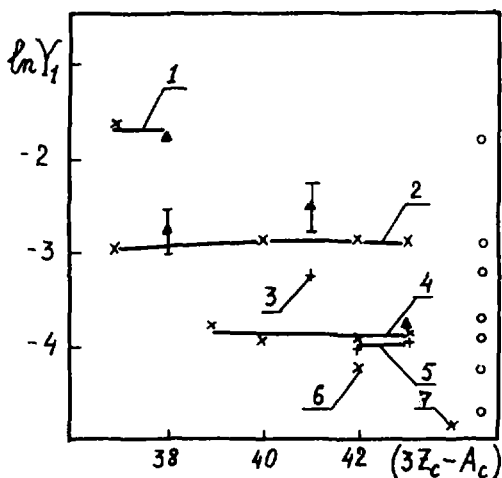


Рис. I. Выходы первых групп ЗН. Значения о - результаты аппроксимации по формуле

$$\ln Y_1 = 3,15 e^{-0,2(z_c - 90)} + \frac{\delta(z_c)}{7,62} - 5,25,$$

где $\delta(z_c)$ - поправка к формуле Камерона, учитывающая влияние оболочечной структуры и эффекта спаривания на энергию связи делящегося ядра

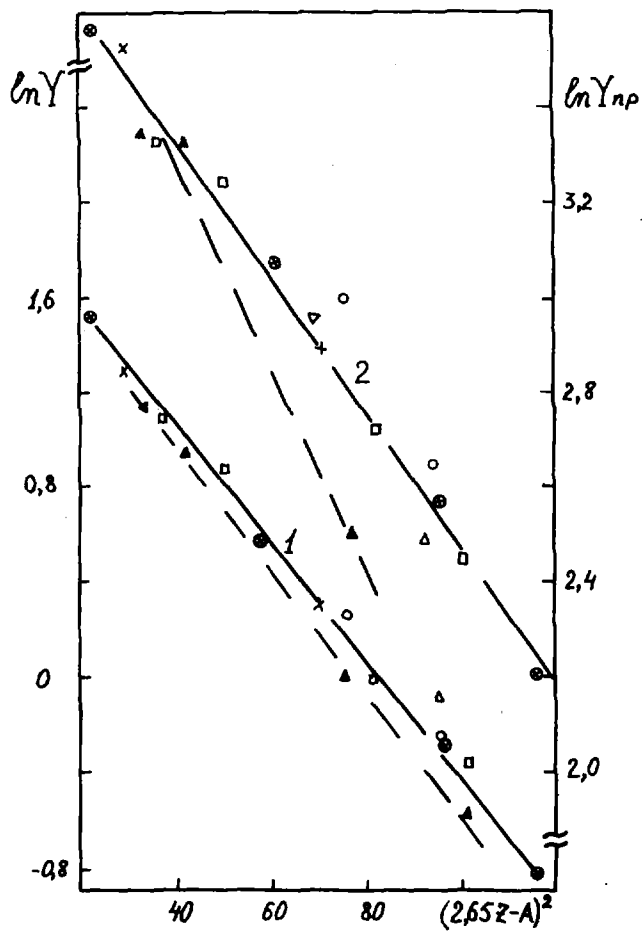


Рис.2. Полные и приведенные выходы ЗН

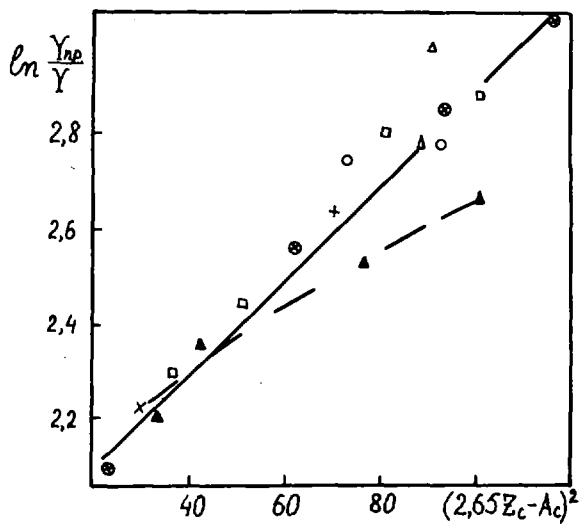


Рис.3. Зависимость максимальных значений кинетических функций S_f^{Δ} от параметра $(2,65Z_c - A_c)^2$. Значения выходов ЭН фотоделения Δ - рассчитаны на основании данных О.П.Никитина и К.Д.Петржака [4]

Л и т е р а т у р а

1. Pai H.L. Ann.Nucl.Energy. v.3, 1976, p.125.
2. Miyao Yetal. Proceedings of the Consultants' Meeting on Delayed Neutron Properties. YNDC (NDS)-107/GT. Special.,Vienna, 1979.
3. Waldo R.W. et al. Phys.Rev.C., 1981, v.23, No 3, p.1113.
4. Горбачев В.М. и др. Взаимодействие излучений с ядрами тяжелых элементов и деление ядер. Справочник, М.:Атомиздат, 1976.
5. Levy H.V. Phys.Rev., 1957, v.106, p.1265.

ВЫХОДЫ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ ПРИ ФОТОДЕЛЕНИИ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

П.П.Гавяч, А.И.Лендел, Д.И.Сикора

(ИЯИ АН УССР)

Определены полные выходы и выходы отдельных групп запаздывающих нейтронов при делении ядер ^{232}Th , ^{235}U , ^{238}U , ^{237}Np тормозным излучением с максимальной энергией 10-18 МэВ.

Total yields and separated group yields of the delayed neutron in the photofission of ^{232}Th , ^{235}U , ^{238}U , ^{237}Np , by bremsstrahlung with maximal energy in the region 10-18 Mev are determined.

При определении температуры составного ядра по методу [1] в неструктивном анализе смесей делящихся нуклидов представляет интерес знание выходов запаздывающих нейтронов (ЗН), образующихся при делении трансурановых элементов гамма-квантами различных энергий. Данное обстоятельство послужило причиной постановки на микротроне М-30 экспериментов по измерению временного распределения ЗН при различных максимальных энергиях тормозного излучения E_0 , из которого определялись полные $\sum Y_i(E_0)$, приведенные $\sum Y_i(E_0)/\lambda_i$ выходы ЗН и выходы отдельных групп ЗН $Y_i(E_0)$. В свою очередь, из кривых выхода $\sum Y_i(E_0)$ определены полные сечения фотообразования ЗН $\sum \sigma_i(E_\gamma)$. Временное распределение ЗН $N(E_0, h, t)/\epsilon J_{n\pi} n_T$ связано с выходами $Y_i(E_0)$ и сечениями $\sigma_i(E_\gamma)$ фотообразования групп ЗН соотношениями

$$\begin{aligned} \frac{N(E_0, h, t)}{\epsilon J_{n\pi} n_T} &= \sum_i \frac{Y_i(E_0)}{\lambda_i} (1 - e^{-\lambda_i T}) (1 - e^{-\lambda_i h}) e^{-\lambda_i t} = \\ &= \sum_i \frac{(1 - e^{-\lambda_i T})(1 - e^{-\lambda_i h})}{\lambda_i} e^{-\lambda_i t} \int_{E_n}^{E_0} \sigma_i(E_\gamma) P(E_0, E_\gamma) dE_\gamma, \end{aligned}$$

где $N(E_0, h, t)$ - число импульсов ЗН, зарегистрированных в промежутке времени $t, t+h$ после облучения длительностью T ; ϵ - эффективность регистрации ЗН; J, E_0 - поток и энергия ускоренных элект-

ронов; $P(E_x, E_y) dE_y$ - функция распределения гамма-квантов в спектре тормозного излучения; λ_i - постоянная распада i -й группы ЗН; E_n - энергия порога фотоделения; n_p , n_T - число атомов на 1 см^2 в исследуемом образце и в тормозной мишени.

Для регистрации временного распределения ЗН использовалась установка, описанная в работе [2]. Поскольку временное распределение ЗН регистрировалось с задержкой, связанной с транспортировкой образца в узел измерения, данные $N(E_0, h, t)$ экстраполировались в область $t < t_{\text{заг}}$ вплоть до $t = 0$. В значения $N(E_0, h, t)$ вводились также поправки на поглощение тормозного излучения в образце и фон. Облучение образцов проводилось до насыщения всех групп и выходы ЗН $\sum Y_i(E_0)$ (рис. 1а) и $\sum Y_i(E_0)/\lambda_i$ (рис. 1б) определялись из соотношений

$$\sum_i Y_i(E_0) = \frac{N(E_0, h, 0)}{\varepsilon n_p n_T \mathcal{J} h}, \quad (2)$$

$$\sum_i Y_i(E_0)/\lambda_i = \frac{N(E_0, \infty, 0)}{\varepsilon n_p n_T \mathcal{J} h},$$

где $N(E_0, h, 0)$ представляет содержимое первого канала анализатора, а $N(E_0, \infty, 0)$ - сумму содержимых всех каналов.

Выходы отдельных групп $Y_i(E_0)$ определялись из временного распределения ЗН по методу наименьших квадратов [3]. В качестве примера на рис. 1в приведены выходы первых групп ЗН ^{87}Br .

Сечения $\Sigma \sigma_i(E_0)$ определялись путем решения уравнения

$$\sum_i Y_i(E_0) = \int_{E_n}^{E_0} \sum_i \sigma_i(E_y) P(E_0, E_y) dE_y$$

по методу Пенфольда-Лисса [4] и представлены на рис. 2 сплошными кривыми. Для сравнения на рис. 2 штриховыми кривыми обозначены также сечения, рассчитанные на основе данных [5, 6] в предположении, что соотношение выходов групп ЗН и числа делений не зависит в области гигантского дипольного резонанса от максимальной энергии тормозного излучения E_0 , т.е. выходы ЗН связаны с выходами фотоделения $Y_f(E_0)$, сечениями фотообразования ЗН $\Sigma \sigma_i(E_y)$ и сечениями фотоделения $\sigma_f(E_y)$ соотношением

$$\sum \sigma_i(E_y) = \sigma_f(E_y) \frac{\sum Y_i(E_0)}{Y_f(E_0)}. \quad (3)$$

Как видно из рис. 2, определенные нами сечения $\Sigma\sigma_i(E_\nu)$ согласуются с сечениями, рассчитанными с помощью формулы (3) с использованием данных [5,6] для ядер ^{232}Th , ^{235}U , ^{238}U . На рис. 1,2 цифрами обозначены следующие нуклиды: 1 - ^{238}U , 2 - ^{235}U , 3 - ^{232}Th , 4 - ^{239}Pu , 5 - ^{241}Am , 6 - ^{237}Np . Усредненные по максимальной энергии тормозного излучения выходы ЗН

$$\overline{\Sigma Y_i} = \frac{1}{j_{\max}} \sum_{j=1}^{j_{\max}} \frac{\Sigma Y_i(E_\nu)}{Y_f(E_\nu)}$$

ядер ^{232}Th , ^{235}U , ^{238}U , ^{237}Np , ^{239}Pu , ^{241}Am , которые обозначены на рис. 3, о, укладываются на прямую

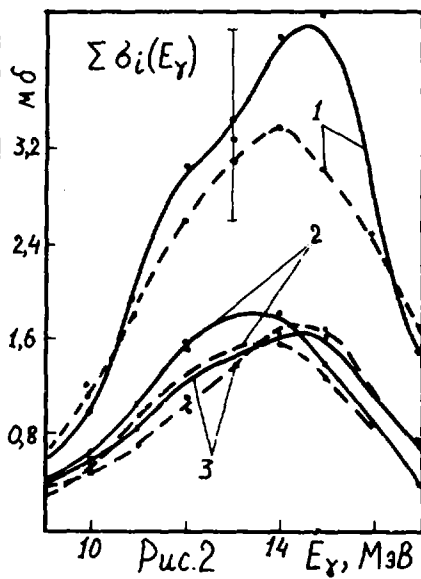
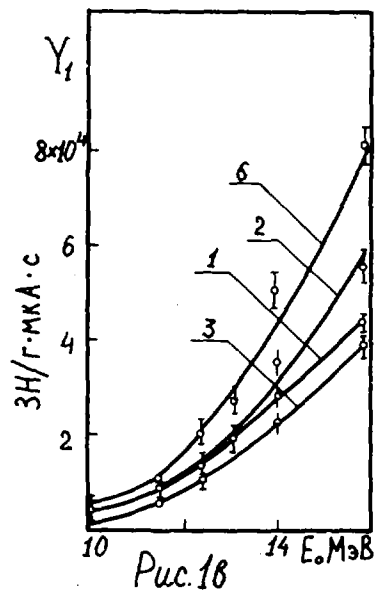
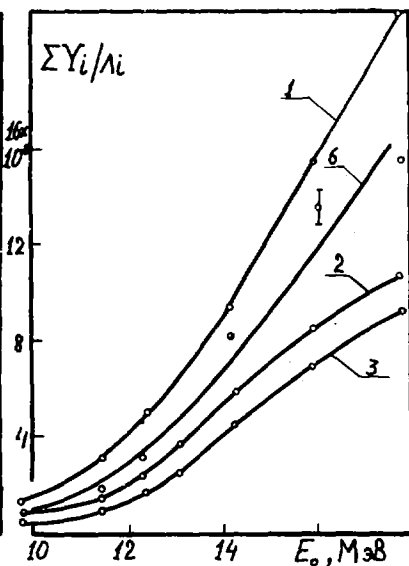
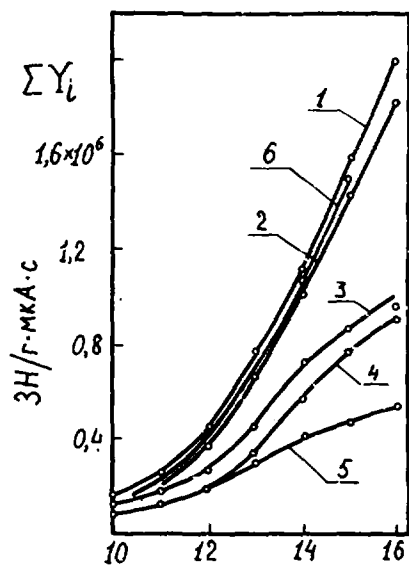
$$\ln \overline{\Sigma Y_i} = 6,96 - 1,13 \cdot 10^{-4} (3Z_i - A_i)^2 \frac{Z_i^2}{A_i} \quad (4)$$

Коэффициенты в (4) рассчитаны на основе данных [7] (х) и [8] (Δ)

В заключение отметим, что для определения сечений $\Sigma\sigma_i(E_\nu)^{237}\text{Np}$, ^{239}Pu , ^{241}Am необходимы дополнительные измерения.

Список литературы

1. Rai H.L. Annals of Nuclear Energy, 1976, v.3, p.125
2. Александров Б.М. и др. Препринт КИАИ 76-40, Киев, 1976.
3. Соколов С.Н., Силин И.Н. Препринт ОИЯИ Д-520, Дубна, 1961.
4. Богданкевич О.В., Николаев Ф.А. Работа с пучком тормозного излучения. М.: Атомиздат, 1964.
5. Горбачев В.М., Замятин Ю.С., Лбов А.А. Взаимодействие с ядрами тяжелых элементов и деление ядер. Справочник. М.: Атомиздат, 1976, с.101.
6. Никотин, О.П., Петржак К.А. Атомная энергия. 1966, т.20, №3, с. 268.
7. Waldo R.W., Caram R.A., Mayer R.A. Phys. Rev. C., 1981, v.23, No 3, p. 113.
8. Caldwell Y.T., Dowdy E.Y. Nucl. Sci. and Eng., 1975, v. 56, p. 179.



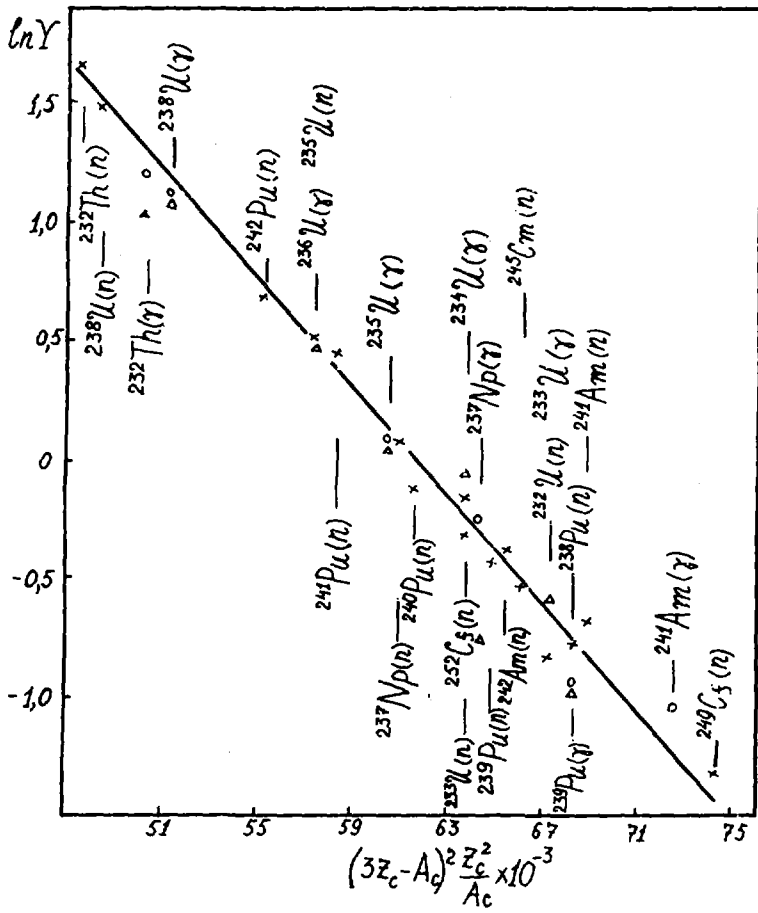


Рис. 3

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ФОРМЫ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ
НЕЙТРОНОВ СПОНТАННОГО ДЕЛЕНИЯ КАЛИФОРНИЯ-252

М.В.Блинов, Г.С.Бойков, В.А.Витенко

(Радиевый институт им. В.Г.Хлопина)

Измерен спектр мгновенных нейтронов спонтанного деления калифорния-252 в области энергий нейтронов 0,01 - 10 МэВ методом времени пролета с использованием в качестве нейтронного детектора быстрой ионизационной камеры со слоями урана-235.

The spectrum of Cf-252 spontaneous fission prompt neutrons has been measured in the neutron energy range 0,01 - 10 MeV by the time-of-flight method using a fast ionization chamber with U-235 layers as a neutron detector.

В последние годы был достигнут определенный прогресс в изучении спектра мгновенных нейтронов деления калифорния-252 - международного стандарта [1 - 5]. Однако точность, с которой известен спектр, пока еще не удовлетворяет требованиям, предъявляемым к этому стандарту. В связи с этим, необходимо проводить новые прецизионные измерения во всей области энергий, особенно выше 5 МэВ, где экспериментальные данные значительно расходятся.

В настоящей работе нейтронный спектр измерялся в области энергий 0,01 - 10 МэВ с помощью метода времени пролета с использованием в качестве детектора нейтронов токовой ионизационной камеры со слоями урана-235. Сечение реакции $^{235}\text{U}(n, f)$ хорошо изучено в широком интервале энергий и является одним из ядерно-физических стандартов. Конструкция камеры представляла собой сборку из пяти дисков алюминиевой фольги (диаметр 100 мм, толщина 0,05 мм), на обе стороны которых был нанесен уран (99,9 % ^{235}U). Однородность слоев составляла $\pm 5\%$ при средней толщине 1 мг/см². Полный вес урана в камере был равен 0,8 г. Корпус камеры изготавливался из кадмиевой фольги толщиной 0,2 мм. На рис. 1 представлено амплитудное распределение осколков деления, полученное с камерой в рабочих условиях. Эффективность регистрации осколков деления составила $\sim 85\%$ при пороге, который обеспечивал практически полную дискриминацию от α -частиц. Собственный фон камеры составлял $2 \cdot 10^{-3}$ имп./с.

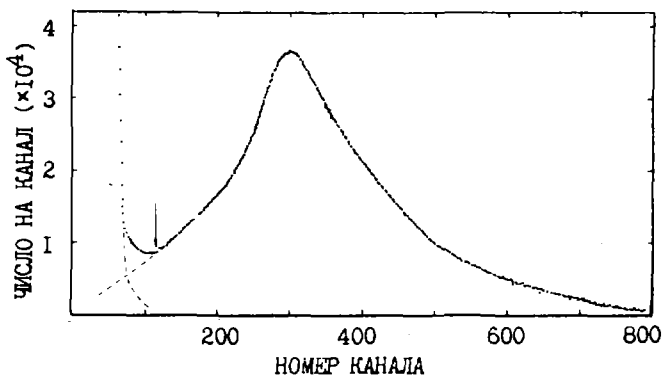


Рис. 1. Амплитудное распределение осколков деления и α -частиц урана-235. Стрелкой указан порог регистрации осколков при рабочих измерениях.

Детектором осколков деления калифорния служила миниатюрная токовая ионизационная камера, аналогичная по конструкции описанной в работе [6]. Использовались слои калифорния диаметром 4 мм и весом 0,75 мкг ($5,1 \cdot 10^5$ дел./с) и 0,3 мкг ($2,1 \cdot 10^5$ дел./с). Примесь спонтанных делений от других изотопов калифорния и изотопов юрия была менее 0,2 %. Эффективность регистрации осколков превышала 99 %.

Суммарное временное разрешение установки составило 1,5 нс, при этом основной вклад в неопределенность вносила урановая камера. Калибровка временной шкалы осуществлялась с точностью 0,1 % кварцевым генератором временных интервалов. "Ноль" времени определялся тремя методами — по совпадению спектров на трех пролетных базах, одновременной подачей импульсов от генератора на токосъемные электроды калифорниевой и урановой камер, а также заменой урановых слоев в рабочей камере на один урановый слой диаметром 10 мм при сохранении емкости камеры. Все три способа показали удовлетворительное согласие между собой, а точность определения "нуля" времени оказалась равной $\pm 0,08$ нс. Ошибка в определении базы была не более $\pm 2,5$ мм. Фон истинно-случайных совпадений был уменьшен благодаря использованию блока инспектора наложений [7] и составлял, например, при энергии нейтронов 50 кэВ на базе 50 см менее 2 %.

Измерения спектра нейтронов проводились на трех пролетных базах 25, 50 и 100 см вне помещения на расстоянии 8 м от поверхности

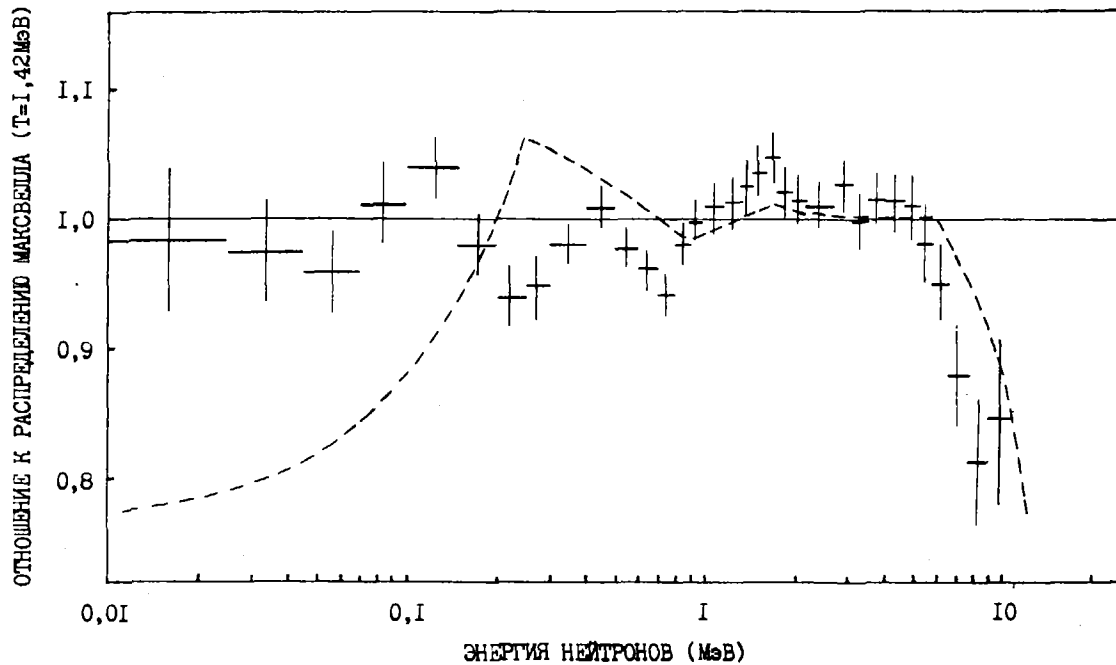


Рис. 2. Отношение экспериментальных результатов полученных в данной работе к максвелловскому распределению. Указанные ошибки не включают неопределенности сечения деления. Пунктирная линия - данные оценки [9]

земли. Для каждой пролетной базы измерения проводились в три серии по 5 суток каждая.

При обработке экспериментальных результатов вводились поправки на рассеяние нейтронов детекторами и окружающей средой. Поскольку камеры деления были малого веса (вес урановой камеры составлял 65 г, калифорниевой – 1,5 г), величины поправок изменялись от 3 % при энергии 10 кэВ до 0,7 % при энергии 1 МэВ. Поправочные функции на рассеяние нейтронов воздушной средой находились расчетным путем, используя метод описанный в работе [8]. Поправка на рассеяние нейтронов воздухом изменялась для базы 25 см от 30 % при $E = 10$ кэВ до 0,5 % при $E = 1$ МэВ. Вводились также поправки на временное разрешение. Величина этой поправки на базе 100 см для энергии нейтрона 10 МэВ составила 5 %. Вводилась также поправка на анизотропию вылета осколков из слоя урана с учетом кинематического эффекта для различных энергий нейтронов. Максимальная величина этой поправки была 2,5 % при энергии нейтронов 10 МэВ.

При анализе погрешностей в определении интенсивности спектра нейтронов нами учитывалось следующее: неопределенности поправок, пролетного расстояния, временного разрешения, "нуля" времени, сечения реакции $^{235}\text{U}(n, f)$. Точность определения энергии нейтронов в основном связана с неопределенностью "нуля" времени, цены канала и пролетного расстояния.

Результаты измерений представлены на рис.2 в виде отношения к Максвелловскому распределению ($T=1,42$ МэВ). Данные нормированы по интегралу в интервале энергий 10 кэВ – 10 МэВ. Как видно из рисунка, экспериментальные данные настоящей работы в районе энергий нейтронов 0,01 – 5 МэВ в целом согласуются с точностью ± 5 % с указанным распределением. Обнаруженные незначительные отклонения в этой области энергий могут быть связаны с неточностью знания сечения реакции $^{235}\text{U}(n, f)$. В области энергий выше 5 МэВ наблюдается систематическое отклонение Максвелловского распределения. Полученные данные в пределах погрешностей согласуются с оценкой [9] в диапазоне энергий нейтронов от 0,2 до 10 МэВ.

Список литературы

1. Блинов М.В., Витенко В.А., Древич В.И. – В кн.: Нейтронная физика, М.: ЦНИИатоминформ, 1980, часть 3, с. 109.
2. Bottger R., Klein H., Chalupka A., Strohmaier B. – Nucl. Data For Sc. And Tech. (Proc. Int. Conf., Antwerp., 1982), Brussels, 1983, p.484.

3. Blinov M.V., Boykov G.S., Vitenko V.A. - Nucl. Data For Sc. And Tech. (Proc. Int. Conf., Antwerp., 1982), Brussels, 1983, p.479.
4. Pönitz W.P., Tamura T. - Nucl. Data For Sc. And Tech. (Proc. Int. Conf., Antwerp., 1982), Brussels, 1983, p.470.
5. Märten H., Seeliger D., Stobinski B. - IADC (DDR)-17/L, 1982.
6. Chalupka A. - NIM, 1979, v.164, p.105.
7. Блинов М.В., Витенко В.А., Древич В.И. - В кн.: Нейтронная физика, М.:ЦНИАтоминформ, 1980, часть 4, с. 96.
8. Blinov M.V., Vitenko V.A., Dushin V.N., Yurevich V.I. - NIM, 1982, v.198, p.455.
9. Grundle J.A., Eisenbauer C.M. - NBS-425, 1975, p.250.

ПРЕЦИЗИОННЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ СПЕКТРОВ МГНОВЕННЫХ
НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ ^{252}Cf , ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu
В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 0,04–5 МэВ

В.Н.Нефедов, Б.И.Старостов, А.А.Бойцов
(НИИАР им. В.И.Ленина)

Методом времени пролёта с использованием сцинтилляционного детектора на основе кристалла антрацен с низким энергетическим порогом для нейтронов около 20 кэВ измерены спектры нейтронов деления на пролётных расстояниях 0,5 и 1 м.

The fission neutron spectra have been measured at the flight distances of 0,5 m and 1,0 m by the time-of-flight method with a scintillation detector based on the anthracene crystal which has a low energy threshold for neutrons of about 20 keV.

Интерес к спектрам мгновенных нейтронов деления обусловлен как практическими задачами ядерной технологии, так и изучением самого механизма эмиссии нейтронов. Однако для спектров нейтронов деления ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu тепловыми нейтронами (n_T) в области энергий ниже 0,5 МэВ данных практически нет [1,2]. В области 0,5–1 МэВ результаты измерений разных авторов весьма противоречивы [3]. Поэтому нами проведены измерения спектров в интервале энергий 0,04–5 МэВ и уделено особое внимание интервалу 0,04–1,5 МэВ.

Спектры измерялись методом времени пролета на горизонтальном пучке тепловых нейтронов реактора СМ-2. Пучок тепловых нейтронов и γ -квантов фильтровался кварцем (12 см), висмутом (8 см) и формировался стальным коллиматором с размерами щели $1,5 \times 15 \text{ мм}^2$. Детектор осколков деления устанавливался на пучке, а детектор нейтронов — перпендикулярно к пучку и плоскости слоя делящегося нуклида на расстоянии 0,5 или 1 м от них.

Нейтроны регистрировались сцинтилляционным детектором на основе фотоумножителя ФЭУ-71 и кристалла антрацена диаметром 18 мм и высотой 4 мм. Антрацен полностью извлекался из упаковки, покрывался алюминиевой фольгой и устанавливался на фотокатоде ФЭУ.

Корпус детектора изготовлен из медной фольги толщиной 0,05 мм; делитель напряжения и все кабельные разъемы размещались на расстоянии 1 м от ФЭУ. На корпусе перед антраценом для уменьшения фона от γ -квантов помещался фильтр из свинца толщиной 1 мм и диаметром 30 мм.

Для регистрации осколков деления использовались четыре идентичные ионизационные камеры (ИК) весом по 2,5 г. Каждая ИК содержала один из нуклидов ^{252}Cf , ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu . Слои нуклидов диаметром 20 мм наносились на тщательно электроотполированные подложки из нержавеющей стали толщиной 0,04 мм и диаметром 25 мм. Зазор между подложкой и собирающим электродом был 3 мм. Камеры наполнялись метаном. Из зависимости скорости счета осколков деления от уровня дискриминации найдено, что полная эффективность регистрации осколков деления достигала 98 ± 2 ; 97 ± 2 ; 95 ± 2 и 92 ± 2 % для ^{252}Cf , ^{239}Pu , ^{235}U и ^{233}U соответственно. Часть осколков не регистрировалась из-за пестерь их энергий в подложке и в слое. При выбранных эффективностях над уровнем дискриминации пропускалось 300, 5000, 2700 и 3 импульса шумов и α -частиц в секунду от слоев ^{252}Cf , ^{239}Pu , ^{233}U и ^{235}U соответственно. Скорость счета делений для всех нуклидов была 65000 дел/с.

Блок-схема электронной аппаратуры представляла собой схему быстро-медленных совпадений. Импульсы с анода ФЭУ-7I, усиленные быстрым усилителем, и импульсы с ИК через предусилитель поступали на формирователи-дискриминаторы и с них на время-амплитудный конвертор. Одновременно импульсы с последнего динода ФЭУ-7I через эмиттерный повторитель поступали на спектрометрический усилитель и с него - на дифференциальный дискриминатор. С выхода дискриминатора сигналы подавались на вход "управление" блока БАП-5 анализатора АИ-1024. Импульсы с конвертора подавались на вход БАП-5.

Измерения спектров проводились при трех нижних и верхних уровнях дискриминации импульсов, равными 0,02; 0,1; 0,25 МэВ и 2; 5; 10 МэВ соответственно в шкале энергии нейтронов. При нижнем пороге 0,02 МэВ и верхнем пороге 2 МэВ временное разрешение было 5 нс. При более высоких порогах разрешение улучшалось до 3 нс. Измерения вместе с контрольными опытами велись круглосуточно в течение 6 месяцев.

Процедура измерений включала в себя: выбор и контроль уровня дискриминации импульсов детектора нейтронов по γ -квантам ^{55}Fe ($E_\gamma = 5,9$ кэВ) или ^{241}Am ($E_\gamma = 59,5$ кэВ); определение временной ширины канала анализатора по калиброванным линиям задержки и по про-

пусканью нейтронов деления ^{252}Cf через слой ^{19}F (фторопласт) (энергии резонансов $E_n = 27,02; 49,1; 97$ кэВ); определение формы временных распределений для отдельных монолиний нейтронов по описанному пропусканью; измерения фона рассеянных нейтронов для каждого нуклида и уровня дискриминации с помощью конусов из латуни, установившихся между ИК и детектором нейтронов; определение вклада запаздывающих квантов путем измерения их временных распределений после замены антрацена на сцинтилляционную жидкость на основе гексафторбензола (C_6F_6) при соответствующих антрацену уровнях дискриминации; контроль стабильности скоростей счета осколков деления и нейтронов. Обработка спектров состояла в вычитании из них уровней случайных совпадений и рециркуляционных нейтронов, фонов рассеянных нейтронов и запаздывающих γ -квантов. В результате обработок и проверок установлено: статистическая точность измерений - $2\pm 5\%$, погрешность временной ширины канала - $0,3\%$, погрешность в определении "нуля" времени - $0,3$ нс, погрешность измерения расстояния - 1 мм, стабильность уровня дискриминации - $0,03$ кэВ в шкале энергий комптоновских электронов, вклад запаздывающих γ -квантов - 2% , форма временных распределений нейтронов близка к гауссовской форме.

На первом этапе обработки спектров мы взяли отношения их интенсивностей, отнормированных на один акт деления. Эти отношения равны отношениям чисел нейтронов, зарегистрированных в соответствующих каналах анализатора и отнормированных также на акт деления. При такой обработке устраняются систематические ошибки, а знание эффективности регистрации нейтронов не нужно. Результаты показаны на рис. 1, 2. Принимая, что среднее число испускаемых нейтронов в одном акте деления ^{252}Cf равно $\bar{\nu} = 3,77$ [4], а спектр описывается распределением Максвелла с $T = 1,417$ МэВ [5] получено для спектров нейтронов деления: $^{239}\text{Pu} + n_T - \bar{\nu} = 2,89$, $T = 1,367$ МэВ; $^{235}\text{U} + n_T - \bar{\nu} = 2,383$, $T = 1,306$ МэВ; $^{233}\text{U} + n_T - \bar{\nu} = 2,578$, $T = 1,333$ МэВ. Эти данные согласуются с результатами работы [6].

На рис. 1, 2 виден заметный (на 8-10%) выход нейтронов деления ^{252}Cf и $^{235}\text{U} + n_T$ в интервале энергий $0,04-0,8$ МэВ по сравнению с их выходом при делении ^{239}Pu . Этот результат согласуется с данными работ [1-3]. В то же время отношения интенсивностей спектров нейтронов деления ^{252}Cf , $^{235}\text{U} + n_T$, $^{233}\text{U} + n_T$ согласуются с отношениями соответствующих максвелловских распределений.

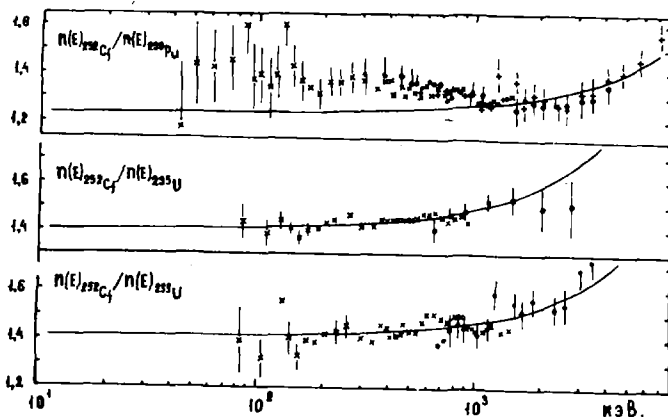


Рис.1. Отношения интенсивностей спектра нейтронов деления ^{252}Cf к интенсивностям спектров нейтронов деления $^{239}\text{Pu}+n_T$, $^{235}\text{U}+n_T$, $^{233}\text{U}+n_T$. Данные для отношений $n(E)_{Cf}/n(E)_{Pu}$ получены при порогах: * - 20 кэВ; \diamond - 100 кэВ; \dagger - 250 кэВ. Данные для отношений $n(E)_{Cf}/n(E)_{^{235}\text{U}}$ и $n(E)_{Cf}/n(E)_{^{233}\text{U}}$ получены при порогах: * - 20 кэВ; \diamond - 250 кэВ; — отношения максвелловских распределений с параметрами сверху вниз:

$$\begin{array}{lll} \bar{\nu} = 3,77, & T = 1,417 \text{ МэВ} & \text{и } \bar{\nu} = 2,89, & T = 1,367 \text{ МэВ;} \\ \bar{\nu} = 3,77, & T = 1,417 \text{ МэВ} & \text{и } \bar{\nu} = 2,383, & T = 1,306 \text{ МэВ;} \\ \bar{\nu} = 3,77, & T = 1,417 \text{ МэВ} & \text{и } \bar{\nu} = 2,578, & T = 1,333 \text{ МэВ} \end{array}$$

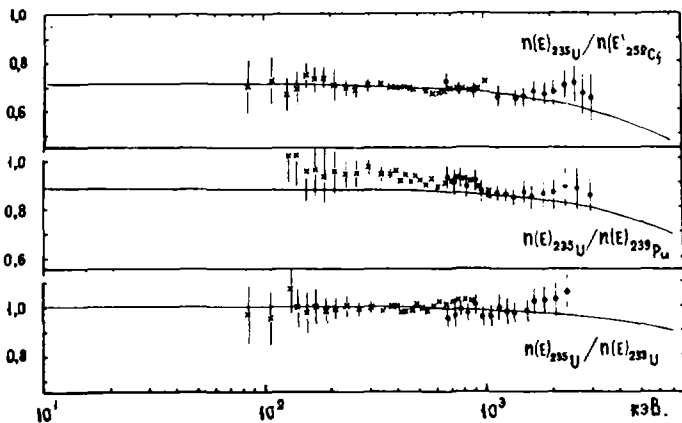


Рис.2. Отношения интенсивностей спектра нейтронов деления $^{235}\text{U}+n_T$ к интенсивностям спектров других нуклидов: Данные получены при порогах: * - 20 кэВ; \diamond - 250 кэВ; — отношения максвелловских распределений

Список литературы

1. Werle H., Bluhm H. Prompt Fission Neutron Spectra, IAEA, Vienna, 1972, p.65-80.
2. Старостов Б.И., Семенов А.Ф., Нефедов В.Н.- Препринт НИИАР, П-22(356), Димитровград, 1978.
3. Старостов Б.И., Семенов А.Ф., Нефедов В.Н. - Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы. М.: Атомиздат, 1980, вып.2(37), с.3-44.
4. Bottger R., Klein H., Chalupka A., Strohmaier B.- Ins Proc. Int. Conf. on "Nucl. Data for Science and Technology", Antwerp., 6-10 Sept., 1982.
5. Vlinov., Boykov G.S., Vitenko V.A.- Ibidem.
6. Большов В.И., Володин К.Е., Нестеров В.Г., Турчин Ю.М. Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы. М.: Атомиздат, 1981, вып.3(42), с.43-46.

ПРЕЦИЗИОННЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ СПЕКТРОВ МИЛЛИОННЫХ
НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ ^{252}Cf , $^{233}\text{U}+n_{\gamma}$, $^{235}\text{U}+n_{\gamma}$,
 $^{239}\text{Pu}+n_{\gamma}$ В ИНТЕРВАЛЕ ЭНЕРГИИ 2-11 МэВ

Б.И.Старостов, В.Н.Нефедов, А.А.Бойшов

(НИИАР им. В.И.Ленина)

Спектры измерялись методом времени пролета на пролетном расстоянии 6,1 м. Показано, что для энергий нейтронов 6,5-11 МэВ интенсивность спектров ниже расчетной по распределениям Максвелла

The spectra were measured by the time-of-flight method at the flight distance of 6,1 m. It has been shown that for the neutron energies of 6,5 through 11 MeV the spectra intensity is essentially lower than that of calculated according to the Maxwell distribution

Известно, что спектры нейтронов деления в интервале энергий нейтронов 1-6 МэВ могут быть описаны распределением Максвелла $n(E) = c\sqrt{E}e^{-E/\pi}$ в пределах $\pm 5\%$. Однако в области выше 6 МэВ результаты различных работ отличаются на 30% и более. Остается открытым вопрос: описываются ли спектры максвелловским распределением в интервале 6-15 МэВ.

В ряде работ [1,2,3] утверждалось, что спектры нейтронов деления ^{252}Cf и $^{235}\text{U}+n_{\gamma}$ можно описать этим распределением в интервале 1-20 МэВ. В других работах были указания на то, что интенсивность спектров выше 6 МэВ заметно ниже расчетной по распределению Максвелла, подобно тому к спектру в интервале 1-6 МэВ. Анализируя данные о спектрах Гранци и Шенхауэр [4] показали, что интенсивности спектров нейтронов деления ^{252}Cf и $^{235}\text{U}+n_{\gamma}$ в интервале 6,5-14 МэВ ниже интенсивностей соответствующих максвелловских распределений. Это интересное явление было показано независимо от работы [4] в работах [5-7] на примере данных о спектрах нейтронов деления ^{252}Cf , $^{235}\text{U}+n_{\gamma}$ и $^{239}\text{Pu}+n_{\gamma}$. В последние годы выводы обзора [7] о форме спектров выше 6 МэВ подтверждены работами [8,9]. В данном докладе описан спектрометр нейтронов деления по времени пролета для прецизионных исследований спектров в интервале энергий 3-15 МэВ и приведены первые результаты измерений.

Спектрометр установлен на горизонтальном канале реактора СМ-2. Геометрия измерений показана на рис. I.

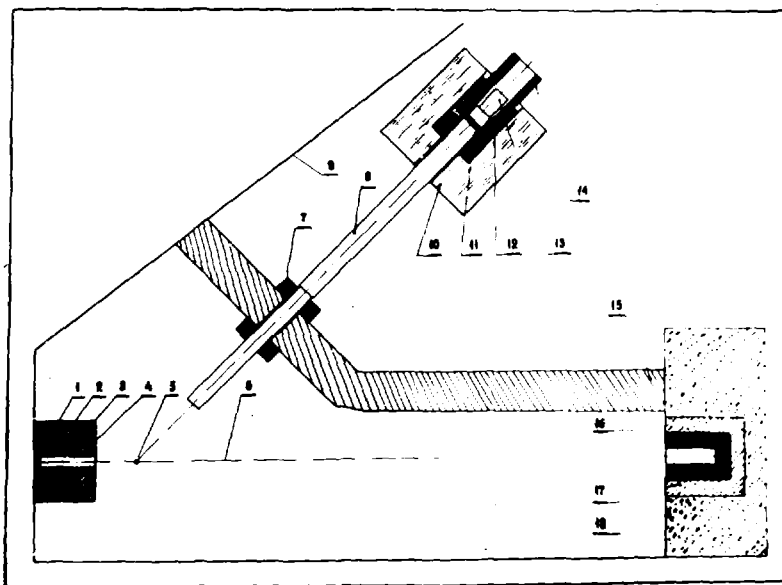


Рис. I. Геометрия опыта: 1 - коллиматор; 2 - парафин с карбидом бора; 3-4 - свинец; 5 - ионизационная камера; 6 - пучок тепловых нейтронов; 7 - свинец; 8 - стена помещения; 9 - вакуумная труба; 10 - бак с водой; 11 - свинец; 12 - карбид бора; 13 - детектор нейтронов; 14 - свинец; 15 - стена из чугунных кирпичей; 16 - ловушка тепловых нейтронов и γ -квантов, свинец; 17 - карбид бора; 18 - бетон

Детектор осколков деления устанавливался на пучке тепловых нейтронов. Пучок фильтровался от быстрых нейтронов и γ -квантов кварцем (12 см), висмутон (8 см) и формировался стальным коллиматором с размерами щели $1,5 \times 15 \text{ мм}^2$. Для устранения регистрации рассеянных нейтронов деления помещение разделялось на два стеной из чугунных кирпичей толщиной 50 см. За стеной во втором помещении в защитном устройстве из воды, карбида бора и свинца помещался детектор нейтронов на расстоянии 6,1 м от центра мишени делящегося нуклида. Через отверстия в стене, в защите, через фланцы вакуумной трубы мишень "просматривалась" детектором нейтронов. Для уменьшения фона нейтронов, рассеян-

ных на воздухе, вакуумная труба откачивалась до давления 10^{-3} Па. На лицевой стороне детектора нейтронов для уменьшения вклада запаздывающих γ -квантов устанавливался свинец толщиной 1 см.

Нейтроны регистрировались сцинтилляционным детектором на основе фотомножителя ФЭУ-63 и пластмассового сцинтиллятора диаметром 200 мм и высотой 120 мм.

Осколки деления регистрировались четырьмя ионизационными камерами (ИК). Каждая ИК содержала один из нуклидов ^{252}Cf , ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu . Слой нуклидов диаметром 20 мм наносился на тщательно электрополированные подложки из нержавеющей стали толщиной 0,04 мм и диаметром 25 мм. Из зависимости скорости счета осколков деления от уровня дискриминации найдено, что полная эффективность регистрации осколков достигала 98 ± 2 ; 97 ± 2 ; 95 ± 2 и 92 ± 2 % для ^{252}Cf , ^{239}Pu , ^{235}U и ^{233}U соответственно. Часть осколков не регистрировалась из-за потерь их энергий в подложке и в слое. Скорость счета осколков деления каждого нуклида была 65000 дел/с. Для нейтрализации эффекта искажения спектров неизотропностью регистрации осколков детектор нейтронов устанавливался под углом 45° к плоскости мишеней.

В настоящее время получены следующие характеристики спектрометра: временное разрешение - 5 нс; энергетический порог по нейтронам - 2,1 МэВ; скорость набора статистики 8000 импульсов для нейтронов с $E = 4$ МэВ и 70 импульсов при $E = 14$ МэВ за 10 суток измерений; погрешность определения цены канала анализатора - 0,25 %, погрешность в определении положения "нуля" времени - 0,3 нс, погрешность измерения расстояния - 2 мм; стабильность уровня дискриминации импульсов детектора нейтронов - 0,05 кэВ в шкале энергий электронов.

На рис.2 показана часть результатов измерений в виде отношения интенсивностей спектра нейтронов деления ^{252}Cf к интенсивностям спектра нейтронов деления $^{239}\text{Pu}+n_T$. Оба спектра нормировались на один акт деления. Показаны также отношения максвелловских распределений с $T = 1,417$ и $1,367$ МэВ, отнормированных на $\bar{\nu} = 3,77$ и $\bar{\nu} = 2,89$, для спектров нейтронов деления ^{252}Cf и $^{239}\text{Pu}+n_T$ соответственно. Там же показаны отношения оцененных спектров нейтронов деления ^{252}Cf [4] и $^{239}\text{Pu}+n_T$ [7]. Видно, что отношения экспериментальных спектров выше 6 МэВ не согласуются с отношениями максвелловских распределений, но весьма близки к отношениям спектров по оценкам [4,7]. Если считать, что данные оценок [4] верны, то интенсивности оцененного спектра нейтронов деления $^{239}\text{Pu}+n_T$ [7] в интервале 6,5-9,5 МэВ необходимо уменьшить на 5 %.

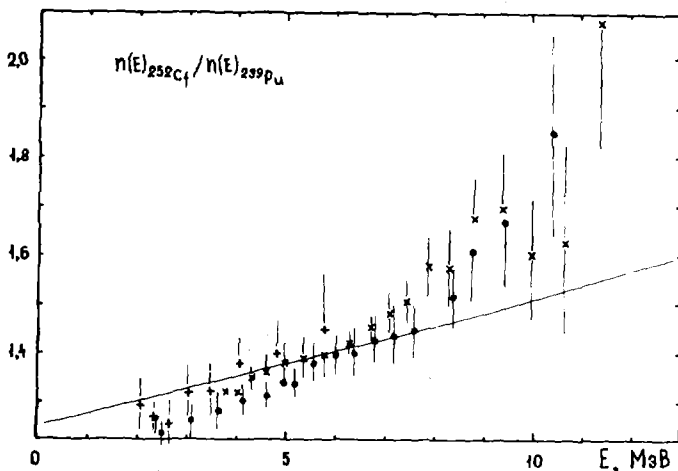


Рис.2. Отношения интенсивностей спектра нейтронов деления ^{252}Cf к интенсивностям спектра нейтронов деления $^{239}\text{Pu}+n$; \times - отношения максвелловских распределений; $+$ - отношения спектров, полученные с кристаллом антрацен; \blacklozenge - отношения оцененных спектров из работ [4,7]; $*$ - отношения спектров данной работы

Литература

1. Boldemann J.W., Culley D., Cawley J.J., Trans. Amer. Nucl. Soc., 1979, 32, p.733-735.
2. Johnson R.H., Wehring B.W., Dorning J.J. et al. Trans. Amer. Nucl. Soc., 1975, v.22, p.727-728.
3. Sherwood G.G., King J.S., Trans. Amer. Nucl. Soc., 1962, v.10, p.555.
4. Grundle J.A., Eisenhauer C.M., Nat. Bur. Stds. Pub, NBS-493, 1977, p.198.
5. Старостов Б.И., Семенов А.Ф., Нефедов В.Н. Препринт НИИАР, П-Г3(347), ДIMITРОВГРАД, 1978.
6. Старостов Б.И., Семенов А.Ф., Нефедов В.Н. Препринт НИИАР, П-Г(360), ДIMITРОВГРАД, 1979.
7. Старостов Б.И., Семенов А.Ф., Нефедов В.Н. Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы. М.: Атомиздат, 1980, вып.2(37), с.3-44.
8. Bottger R., Klein H., Chalupka A., Strohmaier B. - In: Proc. Intern. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology, Antwerp., 6-10 Sept., 1982.
9. Большов В.И., Володин К.Е., Нестеров В.Г., Турчин Е.М. Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы. М.: Атомиздат, 1981, вып.3(42), с.43-46.

ОТНОСИТЕЛЬНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ СПЕКТРОВ МГНОВЕННЫХ
 НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ $^{233}\text{U}+n_T$, $^{235}\text{U}+n_T$, $^{239}\text{Pu}+n_T$
 В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 0,01-5 МэВ

А. А. Бойцов, А. Ф. Семенов, Б. И. Старостов

(НИИАР им. В. И. Ленина)

Методом времени пролета измерены спектры нейтронов деления $^{233}\text{U}+n_T$, $^{235}\text{U}+n_T$, $^{239}\text{Pu}+n_T$ относительно спектра нейтронов деления ^{252}Cf , описываемого распределением Максвелла с параметром $T=1,42$ МэВ. Относительно этого эталона спектры согласуются с максвелловским распределением с параметрами $T=1,336\pm 0,035$; $1,296\pm 0,035$; $1,382\pm 0,035$ МэВ соответственно.

By using the time-of-flight method the spectra of $^{233}\text{U}+n_T$, $^{235}\text{U}+n_T$, $^{239}\text{Pu}+n_T$ fission neutrons have been measured as related to the ^{252}Cf fission neutron spectrum described by the Maxwell distribution with the parameter of $T = 1,42$ MeV. In relation to this standard the spectra are in a good agreement with the Maxwell distributions having the parameters of $T = 1,336\pm 0,035$, $1,296\pm 0,035$, and $1,382\pm 0,035$ MeV, respectively.

В работе [1] представлены спектры мгновенных нейтронов деления $^{233}\text{U}+n_T$, $^{235}\text{U}+n_T$, $^{239}\text{Pu}+n_T$ тепловыми нейтронами относительно спектра нейтронов деления ^{252}Cf , измеренного в той же работе. В последнее время опубликованы новые прецизионные измерения спектра нейтронов деления ^{252}Cf [2,3], которые отличаются от работы [1] в области энергий нейтронов $E < 0,17$ МэВ. Наши данные о спектре, публикуемые на этой конференции, подтверждают результаты [2, 3]. Из всех этих работ следует, что спектр нейтронов деления ^{252}Cf описывается в интервале энергии 0,0003-7 МэВ распределением Максвелла $n(E) = C\sqrt{E} e^{-E/T}$ с параметром $T=1,418\pm 0,024$ МэВ. Поэтому в настоящей работе результаты [1] пересмотрены относительно спектра нейтронов деления ^{252}Cf , описываемого максвелловским распределением с $T=1,42$ МэВ.

Полученные данные представлены на рис. 1,2,3. Методом наименьших квадратов к экспериментальным спектрам подгонялись максвелловские распределения и для спектров нейтронов деления ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu получены параметры T равными $1,336\pm 0,035$; $1,296\pm 0,035$; $1,382\pm 0,035$ МэВ соответственно. Далее все данные были усреднены, как это делалось в работе [4].

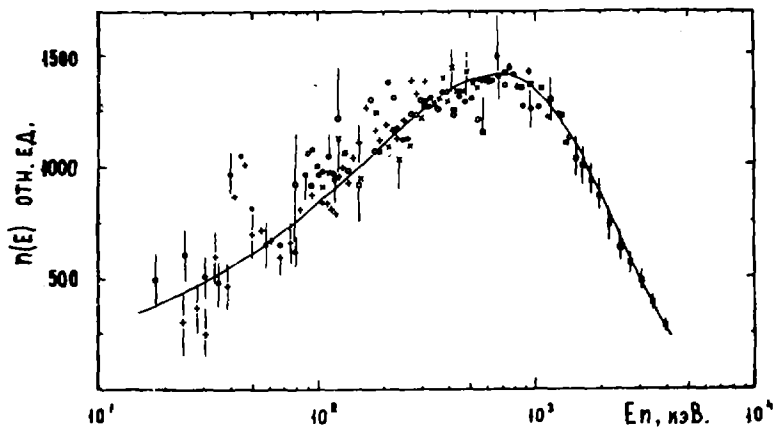


Рис. 1. Энергетический спектр мгновенных нейтронов деления $^{233}\text{U}+n_T$
 первый цикл: $\nabla - k = 0,104$ м; $\circ - k = 0,214$ м; $\bullet - k = 0,295$ м;
 второй цикл: $\dagger - k = 0,124$ м; $\times - k = 0,214$ м; $\blacklozenge - k = 0,396$ м;
 — распределение Максвелла с $T = 1,336$ МэВ.

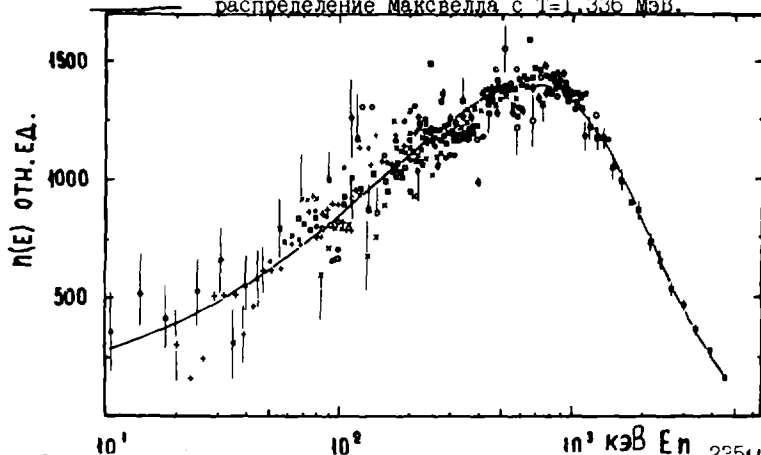


Рис. 2. Энергетический спектр мгновенных нейтронов деления $^{233}\text{U}+n_T$
 первый цикл: $\nabla - k = 0,104$ м; $\circ - k = 0,214$ м; $\bullet - k = 0,295$ м;
 второй цикл: $\dagger - k = 0,124$ м; $\times - k = 0,214$ м; $\blacklozenge - k = 0,396$ м;
 — распределение Максвелла с $T = 1,296$ МэВ.

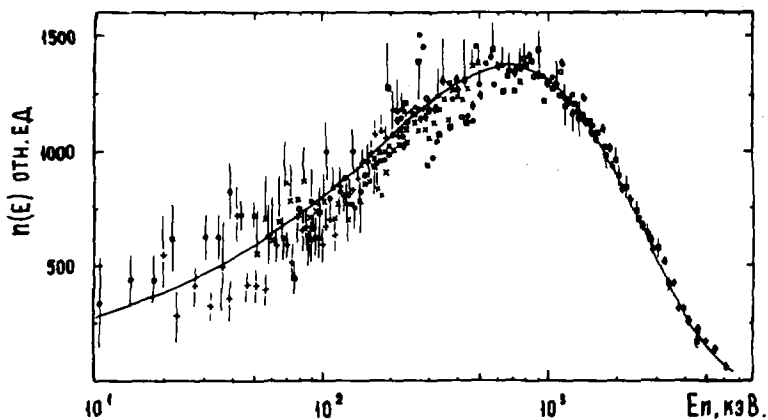


Рис. 3. Энергетический спектр мгновенных нейтронов деления ^{239}Pu
 первый цикл: \square - $L=0,104$ м; \circ - $L=0,214$ м; \blacktriangle - $L=0,296$ м;
 второй цикл: $+$ - $L=0,124$ м; \times - $L=0,214$ м; \blacklozenge - $L=0,396$ м;
 — распределение Максвелла с $T=1,382$ МэВ.

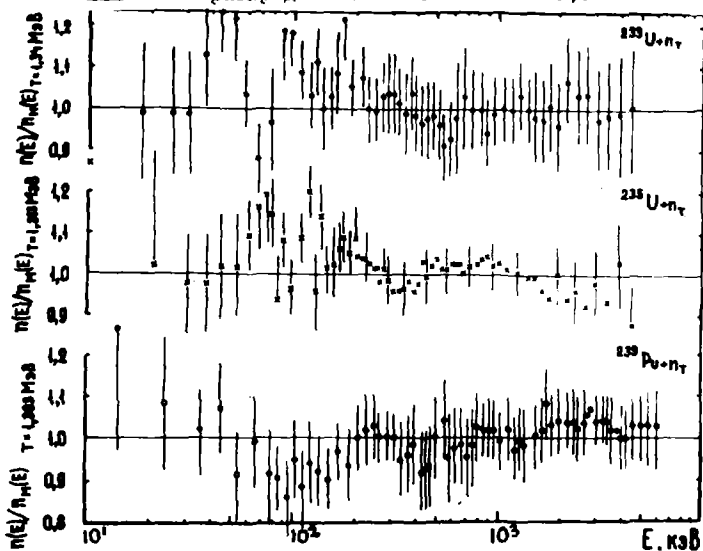


Рис. 4. Отношение спектров нейтронов деления к максвелловским распределениям

На рис. 4 показаны отношения усредненных интенсивностей спектров к величинам $N_M(E)$ максвелловских распределений с $T=1,34; 1,313; 1,382$ МэВ. В качестве погрешностей измерений показаны полные ошибки, включающие в себя статистическую погрешность, погрешность определения времени пролета, погрешности измерения пролетных расстояний и погрешность в эффективности регистрации нейтронов. В пределах 5 - 7% все спектры описываются распределениями Максвелла в интервале энергий 0,01 - 5 МэВ.

Список литературы

1. Старостов Б.И., Семенов А.Ф., Нефедов В.Н. - Препринт НИИАР, П-22 (356) Димитровград, 1978.
2. Блинов М.В., Витенко В.А., Древич В.И. - В сб.: Нейтронная физика. М.: ЦНИИАтоинформ, 1980, ч.3, с.109 - 113.
3. Blinov M.V., Boykov G.S., Vitenko V.A. - In: Proc. Intern. Conf. on "Nuclear Data for Science and Technology", Antwerp., 6-10 Sept., 1982.
4. Старостов Б.И., Семенов А.Ф., Нефедов В.Н. - Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы. М.:Атомиздат. 1980, вып.2(37) с.3-44.

ПРЕЦИЗИОННЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ СПЕКТРА МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ
ДЕЛЕНИЯ ^{252}Cf В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 0,01 - 3 МэВ

А.А.Бойцов, Б.И.Старостов

(НИИАР им. В.И.Ленина)

Спектр нейтронов деления ^{252}Cf измерялся методом времени пролета. В качестве детекторов нейтронов применялись сцинтилляционный детектор с кристаллом антрацен и ионизационная камера со слоями ^{235}U . В интервале энергий 0,01 - 3 МэВ спектр описывается распределением Максвелла с параметром $T=1,417 \pm 0,026$ МэВ.

The ^{252}Cf fission neutron spectrum was measured by the time-of-flight method. The scintillation detector with an anthracene crystal and the ionization chamber with the ^{235}U layers were used as the neutron detectors. Within the energy range 0,01 - 3 Mev the spectrum can be described by the Maxwell distribution $T=1,417-0,026$ MeV.

Спектр мгновенных нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf представляет большой интерес как с практической, так и с научной точек зрения. В практическом плане на основе ^{252}Cf можно создать очень компактный, сильный, низкофоновый источник нейтронов и получить общепринятый, доступный, легковоспроизводимый эталон для нейтронных измерений, в том числе и для прецизионных измерений методом времени пролета. На совещании в Вене [1] было принято решение рекомендовать спектр нейтронов деления ^{252}Cf в качестве международного эталона для широкого применения его в ядерной технологии и в других прикладных областях.

С научной стороны данные о спектре необходимы для развития теоретических представлений о механизме испускания нейтронов и проверки методов расчета их спектров. Однако проверка и отбор моделей, описывающих спектры нейтронов деления, а также практическая реализация рекомендации [1] затруднены продолжающимся разбросом результатов измерений. В настоящее время исследованиям формы спектра придан высокий приоритет [2].

В данной работе спектр измерялся методом времени пролета, используя два типа детекторов нейтронов: сцинтилляционный детектор с кри-

таллом антрацена и ионизационную камеру со слоями ^{235}U . Выбор таких детекторов обусловлен тем, что сечения $^{235}\text{U}(n, f)$ и $N(n, n)$ являются международными стандартами и известны с точностью около 4% и 1% соответственно. Это позволяет определить эффективность детекторов с высокой точностью.

Сцинтилляционный детектор собран на основе ФЭУ-71 весом 35 г и кристалла антрацена диаметром 18 мм. Антрацен полностью извлекался из упаковки и устанавливался на фотокатоде ФЭУ. В качестве светоотражателя применялась алюминиевая фольга толщиной 0,003 мм. Корпус детектора изготовлен из медной фольги толщиной 0,05 мм. Делитель напряжения и все кабельные разъемы размещались на расстоянии 1 м от ФЭУ.

Ионизационная камера - детектор нейтронов содержала восемь слоёв ^{235}U диаметром 100 мм, нанесенных на четыре алюминиевых подложки толщиной 0,003 мм. Зазор между подложками 2 мм. Толщина слоёв ^{235}U составляла 1,5 мг/см². Корпус камеры изготовлен из медной фольги. Полный вес камеры 65 г. Ионизационная камера наполнялась метаном. Эффективность регистрации осколков была 80%.

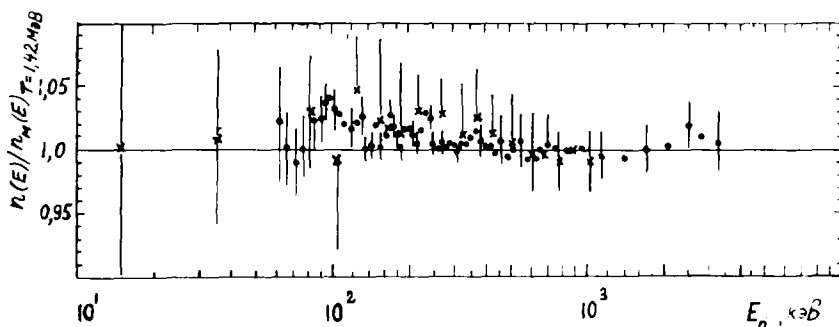
Для регистрации осколков деления ^{252}Cf использовалась ионизационная камера весом около 2,5 г. Слой ^{252}Cf нанесен на платиновую подложку толщиной 0,01 мм. Из-за шероховатости подложки полная эффективность регистрации осколков деления ^{252}Cf составляла $97 \pm 2\%$. Блок-схема электронной аппаратуры представляла собой традиционную схему быстро-медленных совпадений [3].

Эффективность сцинтилляционного детектора рассчитывалась с учётом двукратных рассеяний нейтронов на ядрах водорода и с учётом рассеяния нейтронов на ФЭУ. Энергетический порог регистрации нейтронов В рассчитывался по формуле: $V = \sqrt{E_0 E_n}$, где E_0 - минимальная энергия нейтрона, начиная с которой они регистрируются; E_n - энергия нейтронов, начиная с которой энергетический порог не влияет на форму амплитудных распределений протонов отдачи. Методом наименьших квадратов к аппаратному энергетическому спектру, полученному методом времени пролёта, в области энергий $E < E_n$ подгонялась прямая линия и её пересечение с осью E давало величину E_0 . Величина E_n находилась непосредственно из спектра. Порог определялся с точностью 1-2 кэВ. Получен минимальный порог $V = 20$ кэВ.

Эффективность детектора нейтронов - ионизационной камеры с ^{235}U определялась по сечениям деления ^{235}U [4]. Измерения со сцинтилляционным детектором проводились на расстояниях 0,5 и 1 м.

Применялись кристаллы антрацена толщиной 2; 4; 9,5 мм. Временное разрешение составляло 5 нс. Фон нейтронов, рассеянных в помещении, определялся с помощью защитных конусов из латуни. Цена канала определялась с точностью 0,25 %. Ошибки в положении "нуля" времени, в определении эффективности, пролетного расстояния и числа зарегистрированных нейтронов составляли 0,3 нс, 2%, 1 мм и 1% соответственно. Результаты 20 циклов измерений компилировались так, как это делалось в работе [5]. Измерения с ИК-детектором нейтронов проводились на расстояниях 0,2 и 0,3 м. Временное разрешение было 3,5 нс.

Для максвелловского распределения получен параметр $T=1,417 \pm 0,02$ МэВ. На рисунке показаны результаты измерений в виде отношения спектра к максвелловскому распределению с $T=1,42$ МэВ. Видно, что спектр описывается распределением в пределах $\pm 3\%$. Результаты согласуются с данными [6,7].



Отношение спектра к максвелловскому распределению с $T=1,42$ МэВ.
 Детекторы нейтронов: \blacklozenge - антрацен; \star - ионизационная камера.
 Ошибки показаны средне-квадратичные

Список литературы

1. Prompt Fission Neutron Spectra, IAEA, Vienna, 1972, p.169
2. WRENDA 81/82, INDC(ORF)-72/URBF, 1981, p. 122-123.
3. Нефедов В.Н., Старостов Б.И., Семенов А.Ф. и др.:—Препринт НИИАР, П-12(346)—Дмитровград, 1978.
4. Коньшин В.А., Суховицкий Е.Ш., Жарков В.Ф.—Препринт Института тепло- и массообмена им. А.В.Лыкова-Минск, 1978. П-22.
5. Старостов Б.И., Семенов А.Ф., Нефедов В.Н.—Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы. М.:Атомиздат, 1980, вып.2(37), с.3-44.
6. Блинов М.В., Витенко В.А., Кривич В.И.—В сб.:Нейтронная физика.М.: ЦНИИатоминформ, 1960, ч.3, с.109-113.
7. Blinov M.V., Boykov G.I., Vitenko V.A. - In: Proc. Intern. Conf. on "Nuclear Data for Science and Technology", Antwerp, 6-10 Sept., 1982.

ОЦЕНКА ФОРМЫ СПЕКТРА МГНОВЕННЫХ НЕЙТРОНОВ
СПОНТАННОГО ДЕЛЕНИЯ ^{252}Cf

А.А.Бойцов, Б.И.Старостов

(НИИАР им. В.И.Ленина)

Приведены результаты оценки формы спектра нейтронов деления ^{252}Cf в области энергий 0,0003-15 МэВ с учетом данных прецизионных работ, выполненных в 1978-1983 годах дифференциальными методами.

Presented are the results from studies of the spectrum shape of the ^{252}Cf fission neutrons within the energy range of 0,0003 and 15 MeV with due regard for the data obtained from the precision works carried out over the period from 1978 to 1983 with the use of the differential methods.

Спектр мгновенных нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf представляет большой интерес как с практической, так и с научной точек зрения. В практическом плане рекомендовано применять спектр в качестве международного эталона [1]. С научной стороны данные о спектре необходимы для развития теоретических представлений о механизмах испускания нейтронов деления. В настоящее время исследованиям формы спектра придан высокий приоритет [2] и уже опубликованы новые прецизионные измерения [3-9]. Они существенно изменяют представления о спектре особенно в областях энергий нейтронов ниже 0,5 МэВ и выше 7 МэВ. В связи с этим в докладе сделан анализ имеющихся данных о форме спектра как на основе работ, выполненных дифференциальными методами и рассмотренных в оценках [10-12], так и с учетом последних измерений вплоть до 1983 года.

Нормировка результатов разных работ осуществлялась следующим образом. К спектру нейтронов каждой работы в интервале энергий 0,5-6 МэВ методом наименьших квадратов подгонялось распределение Максвелла $N_m(E) = c\sqrt{E} e^{-E/T}$, где: c - константа; E - энергия

нейтронов; T - параметр "жесткости" спектра. Вместе с экспериментальными величинами интенсивностей спектров $N(E)$ полученные максвелловские распределения нормировались к единичной площади, то есть $\int_0^{\infty} n_m(E) dE = 1$. Далее брались отношения отнормированных величин $N(E)$ к $n_m(E)$ максвелловского распределения единичной площади с $T=1$ 42 МэВ. После нормировки проводился отбор данных, аналогичный описанному в работе [12]. В результате анализа и отбора данных результаты ряда работ в области энергий нейтронов ниже 0,5 МэВ из-за их значительного превышения над максвелловскими распределениями не учитывались в оценке. В работах [3, 4] впервые было показано отсутствие этого превышения.

По совокупности отношений $K(E) = N(E) / n_m(E) T = 1,42$ МэВ вычислялись средневзвешенные величины $\hat{K}(\hat{E})$ и \hat{E} . Расчет велся двумя методами. В первом методе каждому j -му отношению $K_{mj}(E_{mj})$ m -й работы приписывался вес;

$$\rho_{mj}(E_{mj}) = 1 / (\Delta E_{mj} / E_{mj}) [\Delta K_{mj}(E_{mj}) / K_{mj}(E_{mj})]^2, \quad (1)$$

где: ΔE_{mj} - энергетический интервал усреднения величины $K_{mj}(E_{mj})$;

$\Delta K_{mj}(E_{mj}) / K_{mj}(E_{mj})$ - ошибка величины $K_{mj}(E_{mj})$.

Вычисления величин K_{mj} проводились по формуле:

$$\hat{K}_{mj}(\hat{E}_{mj}) = \sum_{\ell=1}^N \sum_{i=1}^{n_{\ell}} K_{\ell i} \rho_{\ell i} \delta_{mj \ell i} / \sum_{\ell=1}^N \sum_{i=1}^{n_{\ell}} \rho_{\ell i} \delta_{mj \ell i}, \quad (2)$$

где: индекс m при K_{mj} показывает, что вычисления \hat{K}_{mj} ведутся по m -й работе, обычно выбираемой с минимальными энергетическими интервалами усреднения величин K_{mj} ;

$\delta_{mj \ell i}$ - отношение доли интервала усреднения

i -й величины $K_{\ell i}$ ℓ -й работы $\Delta E_{\ell i}$, перекрывающейся с интервалом ΔE_{mj} , ко всему интервалу $\Delta E_{\ell i}$;

N - число работ, n_{ℓ} - число величин $K_{\ell i}$ ℓ -й работы.

Для определения величин \hat{E}_{mj} вводилась весовая функция:

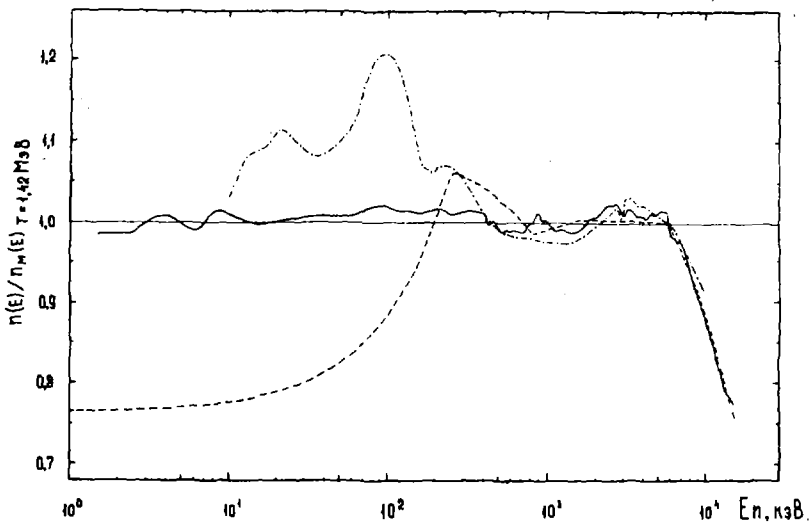
$$\gamma_{mj} = 1 / (\Delta E_{mj} / E_{mj}) \eta_{mj}^2, \quad (3)$$

где: η_{mj} - энергетическое разрешение.

Расчет \hat{E}_{mj} проводился по форме (2) после замены $K_{\ell i}$ и $\rho_{\ell i}$ на $E_{\ell i}$ и $\gamma_{\ell i}$ соответственно.

Во втором методе величинам $K(E)$ и E приписывались весовые функции $\rho(E) = 1 / [\Delta K(E) / K(E)]^2$ и $\gamma = 1 / \eta^2$ соответственно. Энергетические интервалы для расчета $\hat{K}(\hat{E})$ и \hat{E} выбирались равными 10% от величин E .

Оба метода дали близкие результаты. Результаты, полученные первым методом, представлены на рисунке и в таблице. В качестве погрешностей величин $\hat{N}(E)$ и \hat{E} приведены доверительные интервалы для доверительной вероятности 0,95. Новые результаты отличаются от данных [II, 12] в интервале энергий 0,0003-0,7 МэВ, согласуются в интервале 0,7-7 МэВ и подтверждают оценку [II] для интервала энергий 7-15 МэВ.



Оценки спектра мгновенных нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf .

Данные работ: — настоящей;
 - - - [II] ; - · - · - [12]

ОЦЕНЕННЫЕ ДАННЫЕ О СПЕКТРЕ НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ ²⁵²Cf

E МэВ	δE , МэВ	K(E)	$\delta K(E)$	K(E)	K(E)
Данная работа				[11]	[12]
1	2	3	4	5	6
0,0003	0,0001	1,12	0,41	0,763	-
0,0007	0,0002	1,12	0,28	0,764	-
0,0015	0,0004	0,99	0,18	0,765	-
0,0025	0,0003	0,99	0,15	0,766	-
0,0034	0,0003	1,005	0,099	0,767	-
0,0044	0,0003	1,005	0,099	0,768	-
0,0055	0,0003	0,989	0,094	0,770	-
0,0065	0,0003	0,987	0,084	0,771	-
0,0075	0,0003	1,016	0,074	0,772	-
0,0084	0,0004	1,016	0,078	0,773	-
0,0095	0,0006	1,008	0,067	0,774	1,030
0,0151	0,0026	0,997	0,029	0,781	1,085
0,0313	0,0021	1,006	0,031	0,800	1,085
0,0443	0,0035	1,005	0,023	0,816	1,086
0,0611	0,0020	1,006	0,022	0,836	1,125
0,0873	0,0025	1,022	0,020	0,868	1,203
0,0954	0,0022	1,019	0,038	0,877	1,201
0,113	0,002	1,011	0,025	0,898	1,210
0,134	0,002	1,015	0,014	0,924	1,143
0,146	0,003	1,012	0,008	0,938	1,115
0,154	0,002	1,011	0,013	0,948	1,093
0,165	0,003	1,011	0,013	0,961	1,068
0,175	0,002	1,011	0,038	0,973	1,053
0,184	0,003	1,012	0,009	0,963	1,057
0,195	0,004	1,016	0,017	0,997	1,063
0,216	0,002	1,019	0,012	1,022	1,069
0,236	0,004	1,008	0,034	1,046	1,068
0,246	0,005	1,008	0,018	1,058	1,066
0,262	0,006	1,008	0,043	1,061	1,060
0,277	0,005	1,015	0,015	1,059	1,048
0,302	0,006	1,013	0,019	1,056	1,061
0,323	0,006	1,016	0,017	1,053	1,060
0,346	0,009	1,011	0,017	1,049	1,043

1	2	3	4	5	6
0,346	0,009	I,011	0,017	I,049	I,043
0,371	0,005	I,011	0,030	I,046	I,022
0,395	0,007	I,011	0,015	I,043	I,014
0,454	0,008	I,001	0,020	I,034	0,992
0,482	0,007	0,997	0,011	I,030	0,995
0,517	0,015	0,988	0,015	I,025	0,998
0,550	0,005	0,990	0,018	I,021	0,990
0,576	0,005	0,988	0,028	I,017	0,985
0,609	0,005	0,990	0,026	I,013.	0,984
0,630	0,005	0,991	0,024	I,010	0,983
0,652	0,006	0,988	0,030	I,007	0,983
0,685	0,005	0,987	0,027	I,002	0,981
0,734	0,005	0,986	0,026	0,995	0,980
0,768	0,007	I,001	0,030	0,990	0,980
0,768	0,007	I,001	0,030	0,990	0,980
0,814	0,007	I,001	0,022	0,986	0,980
0,854	0,009	I,015	0,035	0,987	0,977
0,890	0,011	I,009	0,029	0,988	0,975
0,934	0,016	I,002	0,028	0,989	0,974
0,958	0,009	I,002	0,017	0,990	0,974
0,998	0,010	I,004	0,020	0,991	0,974
I,030	0,035	0,998	0,018	0,991	0,974
I,141	0,028	0,987	0,030	0,994	0,974
I,250	0,044	0,992	0,034	0,997	0,974
I,437	0,019	0,985	0,025	I,001	0,973
I,635	0,014	0,988	0,029	I,002	0,980
I,738	0,026	0,999	0,026	I,003	0,989
I,835	0,021	I,001	0,020	I,003	0,989
I,937	0,027	I,006	0,029	I,002	0,989
2,058	0,042	I,003	0,035	I,002	0,994
2,267	0,030	I,016	0,015	I,002	I,003
2,425	0,036	I,022	0,019	I,002	I,006
2,548	0,038	I,021	0,031	I,002	I,008
2,634	0,033	I,020	0,022	I,002	I,014
2,733	0,029	I,023	0,040	I,002	I,020
2,850	0,041	I,015	0,026	I,002	I,014
2,972	0,031	I,013	0,022	I,002	I,002

I	2	3	4	5	6
3,056	0,034	1,009	0,047	1,002	1,013
3,168	0,032	1,018	0,035	1,002	1,034
3,280	0,033	1,017	0,037	1,002	1,030
3,464	0,078	1,015	0,036	1,002	1,028
3,710	0,068	1,007	0,023	1,001	1,023
3,928	0,062	1,007	0,031	1,001	1,018
4,116	0,062	1,007	0,030	1,001	1,022
4,313	0,062	1,003	0,043	1,001	1,019
4,514	0,065	1,013	0,034	1,001	1,013
4,711	0,065	1,010	0,020	1,001	0,998
4,921	0,065	1,011	0,015	1,001	1,010
5,146	0,082	1,016	0,023	1,001	1,008
5,440	0,055	1,015	0,055	1,000	1,010
5,690	0,055	1,014	0,057	1,000	1,008
5,991	0,055	0,996	0,045	1,000	1,000
6,26	0,17	0,983	0,051	0,992	0,994
6,83	0,16	0,977	0,060	0,975	0,988
7,15	0,15	0,976	0,061	0,966	0,980
7,76	0,20	0,950	0,062	0,949	0,960
8,19	0,20	0,934	0,061	0,936	0,944
8,91	0,20	0,910	0,062	0,916	0,932
9,81	0,20	0,888	0,065	0,892	0,917
11,0	0,2	0,858	0,075	0,860	-
12,4	0,2	0,823	0,075	0,826	-
13,6	0,2	0,789	0,089	0,795	-
15,4	0,3	0,772	0,098	0,753	-

Список литературы

- I. Prompt Fission Neutron Spectra, IAEA, Vienna, 1972, p.169.
2. WRENDA 81/82, INDC(SEC)-78/URSF, 1981, p.122-123.
3. Блинов М.В., Витенко В.А., Древич В.И. -
В сб.: Нейтронная физика. М.: ЦНИИ Атоминформ, 1980, ч.3,
с. 109-113.
4. Blinov M.V., Boykov G.S., Vitenko V.A. - In: Proc. Intern.
Conf. on "Nuclear Data for Science and Technology", Antwerp,
6-10 Sept., 1982
5. Böttger R., Klein H., Chalupka A., Strohmaier B. - Ibidem.
6. Posnitz W.P., Tamura T. - Ibidem.
7. Marten H., Seeliger D., Stobinski B. - Ibidem.
8. Boldemann J.W., Culley D., Cawley J.J. Trans. Am. Nucl. Soc.,
1979, 32, p. 733-735
9. Большов В.И., Володин К.Е., Нестеров В.Г., Турчин Д.М.
Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные Константы.
М.: Атомиздат, 1981, вып. 3 (42), с. 43-46.
10. Grundle J.A., Eisenhauer G.M. - In: Proc. Intern. Conf. on
Nuclear Cross Sections and Technology. Washington, 1975,
v.1, p. 250-253.
11. Grundle J.A., Eisenhauer., Natl. Bur. Stds. Lab., NBS-493,
1977, p. 198.
12. Старостов Е.И., Семенов А.Ф., Нефедов В.Н.
Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы.
М.: Атомиздат, 1980, вып. 2 (37), стр. 3-44.

ЗАСЕЛЕНИЕ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ ^{238}U И ^{232}Th В РЕАКЦИИ $(n, n'\gamma)$

М.В.Елинов, Б.Д.Сциборский, А.А.Филатенков

(Радиевый институт им. В.Г.Хлопина)

На основании измеренных спектров γ -излучения реакции $(n, n'\gamma)$ определены сечения неупругого рассеяния нейтронов с энергией 3 МэВ для 16 состояний урана - 238 и для 19 состояний тория - 232. При вычислении сечений учтена заселяемость состояний γ -переходами из континуума. Обсуждается механизм возбуждения состояний.

The neutron inelastic scattering cross sections for 16 levels of uranium - 238 and for 19 levels of thorium - 232 were determined on base of measured $(n, n'\gamma)$ -reaction γ -ray spectra at 3 MeV neutron energy. The feeding of levels by γ -transitions proceeding from continuum was taken into account by cross section calculations. The state exciting mechanism is discussed.

В течение последнего десятилетия во многих работах, посвященных исследованию неупругого рассеяния нейтронов с энергией 2 - 4 МэВ, было обнаружено, что некоторые низколежащие состояния ядер возбуждаются в несколько раз сильнее, чем следует из обычных статистических расчетов, не учитывающих природы возбужденных состояний. В то же время выяснилось, что эти явления, в общем, удачно описывает оптическая модель с сильной связью каналов. Эти результаты получены, в основном, для деформированных ядер редкоземельной области. Область деформированных актинидов экспериментально исследована слабее. По современным представлениям на сечения неупругого рассеяния нейтронов на делящихся ядрах оказывает влияние как форма ядра [1], так и конкуренция со стороны процессов деления и испускания γ -квантов [2].

Измерение сечений неупругого рассеяния нейтронов на ядрах ^{238}U и ^{232}Th представляет также и практический интерес в связи с тем, что неупругое рассеяние в заметной степени формирует спектр нейтронов в ядерных реакторах на быстрых нейтронах.

В настоящей работе определены сечения возбуждения, в общей сложности, 35 возбужденных состояний ядер ^{238}U и ^{232}Th при неупругом рассеянии нейтронов с энергией 3 МэВ. Для этого с помощью Ge(Li)-детектора были измерены спектры γ -излучения реакции $(n, n'\gamma)$ и определены сечения возбуждения отдельных γ -переходов, затем были вычислены сечения заселения и разрядки возбужденных состояний и, наконец, были определены парциальные сечения неупругого рассеяния нейтронов. Применение данной методики позволяет достигать очень орошего энергетического разрешения при сравнительно высокой светосиле установки, что является несомненным и важным достоинством метода. Однако, при переходе от сечений возбуждения γ -переходов к сечениям неупругого рассеяния нейтронов следует соблюдать определенную осторожность, так как надежность полученных результатов в значительной степени зависит от точности и полноты используемой схемы уровней.

Измерения проводились на низковольтном электростатическом ускорителе НГ - 400, который вырабатывал импульсы длительностью около 3 нс и частотой повторения 1 МГц. По времени пролета выделялись γ -кванты реакции. Временное разрешение γ -спектрометра составляло примерно 6,5 нс, а энергетическое - около 4 кэВ для γ -излучения ^{60}Co . При обработке γ -спектров нам удалось выделить большое число γ -переходов, многие из которых были обнаружены впервые. Более подробно методика измерений вместе с частью результатов изложены в [3] и [4]. Там же мы указывали на то, что при вычислении парциальных сечений неупругого рассеяния нейтронов необходимо корректно учитывать заселяемость состояний γ -переходами из вышележащих состояний и что имеющиеся схемы уровней ^{238}U и ^{232}Th при энергии возбуждения выше 1,2 МэВ для этого недостаточно полны.

При неупругом рассеянии нейтронов с энергией E_n с наибольшей вероятностью возбуждаются состояния с энергией возбуждения E^* , для которых:

$$E^* = E_n - T, \text{ где}$$

T - температура "максвелловского" спектра неупруго рассеянных нейтронов. Это означает, что в нашем случае с наибольшей вероятностью возбуждаются состояния с энергией приблизительно 2,6 МэВ. Среднее расстояние между уровнями в этой области составляет, согласно [5],

0,5 кэВ. Столь высокая плотность уровней практически исключает возможность строгого установления схемы распада высоколежащих состояний. С другой стороны, очень большое число возбуждаемых состояний ($\sim 10^4$) является хорошим обоснованием для использования статистического метода для расчета заселяемости низколежащих уровней γ -переходами сверху. В настоящей работе при вычислении заселяемости состояний γ -переходами предполагалось, что: 1) ниже 1,2 МэВ схемы уровней соответствуют приведенным в компиляциях [6, 7]; 2) выше этой энергии уровни распределены непрерывно с плотностью, соответствующей [5]; 3) γ -переходы из "континуума" являются дипольными и вероятность γ -перехода пропорциональна E_γ^3 ; 4) перед началом испускания γ -квантов спектр возбужденных состояний при $E^* > 1,2$ МэВ соответствует максвелловскому распределению с температурой 0,35 МэВ для ^{238}U и 0,39 МэВ для ^{232}Th ; 5) спиновое распределение возбужденных состояний соответствует рассчитанному стандартным методом (см., напр., [6]) с использованием коэффициентов проницаемости T_i , вычисленных в рамках оптической модели со сферическим потенциалом [9].

В результате были получены сечения неупругого рассеяния нейтронов $\sigma(\text{II})$, которые приведены в таблицах 1 и 2. Там же помещены сечения неупругого рассеяния $\sigma(\text{I})$, которые получаются без учета заселяемости уровней γ -переходами из области непрерывного распределения уровней.

Таблица 1

Таблица 2

Частичальные сечения неупругого рассеяния нейтронов на ядрах тория - 232				Частичальные сечения неупругого рассеяния нейтронов на ядрах урана - 238			
Энергия уровня (кэВ)	Спин и четность	$\sigma(\text{I})$ (мбарн)	$\sigma(\text{II})$ (мбарн)	Энергия уровня (кэВ)	Спин и четность	$\sigma(\text{I})$ (мбарн)	$\sigma(\text{II})$ (мбарн)
333,2	6 ⁺	240(120)	130(120)	307,2	6 ⁺	450(150)	330(150)
556,8	8 ⁺	13(14)	4(15)	519,9	8 ⁺	25(20)	18(20)
714,4	1 ⁻	181(16)	107(25)	680,1	1 ⁻	110(20)	35(28)
730,4	0 ⁺	23(4)	14(8)	731,9	3 ⁻	134(16)	4(30)
774,1	2 ⁺	195(18)	-15(38)	827,1	5 ⁻	79(10)	3(19)
774,8	3 ⁻			926,5	0 ⁺	15(2)	9(5)
785,2	2 ⁺	171(17)	79(24)	930,8	1 ⁻	57(25)	9(26)
829,6	3 ⁺	130(15)	26(26)	950,0	2 ⁻	71(21)	5(25)
873,0	4 ⁺	22(4)	-68(20)	965,9	7 ⁻	26(6)	17(8)
883,8	5 ⁻	99(12)	35(17)	966,3	2 ⁺	31(3)	-32(16)

Окончание табл. I				Окончание табл. 2			
890, I	(4)	99(21)	15(27)	997, 7	3 ⁻	72(7)	-2(18)
960, 2	(4)	46(10)	-27(19)	1059, 5	3 ⁺	86(14)	21(20)
1042, 7	7 ⁻	12(4)	1(5)	1060, 5	2 ⁺	113(20)	61(23)
1072, 9	2 ⁺	66(9)	18(12)	1105, 8	3 ⁺	120(14)	63(18)
1077, 5	1 ⁻	60(9)	27(10)	1126, 7	3 ⁻	149(22)	95(25)
1078, 7	(0 ⁺)	23(4)	18(5)	1168, 2	3 ⁻	86(14)	36(17)
1105, 7	3 ⁻	87(12)	32(16)				
1122, 8	(2)	82(11)	39(15)				
1143, 3	(2)	41(6)	0(12)				
1182, 5	3 ⁻	67(8)	23(11)				

Отрицательные величины некоторых сечений $\sigma_{(ii)}$ связаны, по-видимому, с упрощенным характером вычислений заселяемостей состояний из области непрерывного распределения уровней, так как в расчете, кроме энергии уровней и их спинов, не участвовали никакие другие характеристики состояний. В целом полученные данные позволяют сделать заключение, что возбуждение большинства низколежащих уровней в реакции $(n, n'\gamma)$ можно в значительной степени объяснить заселением их γ -переходами из вышележащих состояний. В то же время имеются состояния, сечение возбуждения которых и после учета заселения их γ -переходами остаются все еще велики. Это, в частности, уровни 6^+ ротационной полосы и уровни 1^- октупольной полосы. В возбуждение этих состояний, по-видимому, вносит вклад прямой процесс.

Недавно в Лоуэллском университете (США) также с помощью реакции $(n, n'\gamma)$ были измерены функции возбуждения около 40 уровней ^{238}U и ^{232}Th в области энергий нейтронов до 2,2 МэВ [10]. В этой работе было обнаружено, что экспериментальные функции возбуждения, достигнув максимума, спадают затем значительно медленнее, чем предписывает статистическая теория Хаузера - Фешбаха, причем при энергии нейтронов 2,2 МэВ экспериментальные значения превышают расчетные в несколько раз. Авторы предприняли попытку устранить наблюдаемое расхождение, увеличивая теоретические значения прибавлением некогерентного вклада прямого взаимодействия, рассчитанного по модели связанных каналов, и добились, в общем, удовлетворительного согласия.

Однако, если воспользоваться данными работы [10] для восстановления спектра неупруго рассеянных на ^{238}U нейтронов с начальной энергией 2,2 МэВ, то восстановленный спектр будет разительно отличаться от спектра, принятого на основании прямых нейтронных измерений [11]. Причина столь значительного расхождения, на наш взгляд,

кроется в том, что экспериментальные сечения возбуждения ряда состояний в работе [10] оказались завышенными вследствие того, что авторы уделили недостаточное внимание возможности заселения этих уровней γ -переходами из вышележащих состояний. В связи с этим возникает также сомнение в корректности расчетов, проведенных по модели связанных каналов.

Результаты данной работы свидетельствуют в пользу того, что при неупругом рассеянии нейтронов с энергией 3 МэВ на ядрах ^{238}U и ^{232}Th заметную роль в возбуждении многих низколежащих состояний может играть заселение их γ -переходами из области непрерывного распределения уровней. В то же время, в возбуждение некоторых состояний, в частности, 6^+ ротационной полосы и 1^- октупольной, по-видимому, существенный вклад вносит прямой процесс.

Список литературы

1. Haouat G. et al. - Proc. Int. Conf. on Nuclear Cross Sections for Technology, Knoxville, 1979, p. 672.
 2. Зеневич В.А. и др. - В сб.: Нейтронная физика. М.: ЦНИИАтоминформ, 1980, ч. 3, с. 250.
 3. Козулин Э.М., Тутин Г.А., Филатенков А.А. - В сб.: Нейтронная физика. М.: ЦНИИАтоминформ, 1980, ч. 2, с. 25.
 4. Блинов М.В., Сидорский Б.Д., Филатенков А.А., Ширяев Б.М. - ZfK, Dresden, 1982, № 476, p. 116 (Proc. 11. Int. Symp. Interact. Fast Neutrons Nuclei, Rathen, 1981).
 5. Gilbert A., Cameron A.G.W. - Can. Jour. of Phys., 1965, v.43, p. 1446.
 6. Smorak M.R. - Nuclear Data Sheets, 1977, v. 20, p. 165.
 7. Ellis Y.A. - Nuclear Data Sheets, 1977, v. 21, p. 549.
 8. Grover J.R. - Phys. Rev., 1962, v. 127, p. 2142.
 9. Аникин Г.В. и др. - Препринт ФЭИ - 405, 1973.
 10. Chan D.W.S. et al. - Phys. Rev. C, 1982, v. 26, p. 841.
- II. Николаев М.Н. и др. Нейтронные данные для урана - 238. Обнинск, 1979, ч. П.

СПЕКТРЫ γ -ЛУЧЕЙ ИЗ РЕАКЦИИ $^{238}\text{U}(\text{n},\gamma)^{239}\text{U}$ ПРИ ЗАХВАТЕ НЕЙТРОНОВ СО СРЕДНЕЙ ЭНЕРГИЕЙ 2,24 и 55 кэВ

А.В.Мурзин, В.А.Либман, И.В.Кононенко, Н.А.Дубченко, И.Н.Харакоз

(ИЯИ АН УССР)

В спектрах γ -лучей усредненного по резонансам захвата ^{238}U -нейтронов с энергией $E = 2,24$ и 55 кэВ обнаружены значительные флуктуации усредненных парциальных сечений первичных γ -переходов на уровни с $J^\pi = 1/2, 3/2$ при энергии $E = 24$ кэВ.

THE γ -RAY SPECTRA FROM THE $^{238}\text{U}(\text{n},\gamma)^{239}\text{U}$ REACTION FOR 2,24 AND 55 KEV NEUTRONS. In the γ -ray spectra from averaged resonance capture of 2,24 and 55 keV neutrons by ^{238}U significant fluctuations of the averaged partial cross section for the primary transitions to the states with $J^\pi = 1/2, 3/2$ were observed for 24 keV neutrons.

В области неразрешенных резонансов при энергии нейтронов $5 + 100$ кэВ в сечении захвата ^{238}U наблюдаются значительные флуктуации, которые трудно описать на основе статистической теории и средних нейтронных параметров [1]. При усреднении сечения захвата по интервалу энергий в несколько сот электронвольт данные флуктуации образуют промежуточную структуру, которая может быть объяснена преимущественным вкладом в захватное состояние ^{239}U простых конфигураций типа "входных" состояний [2]. При распаде таких состояний в спектре первичных γ -переходов должно наблюдаться усиление интенсивностей отдельных переходов, которое не может быть объяснено статистической теорией.

Ранее спектры γ -лучей из реакции $^{238}\text{U}(\text{n},\gamma)^{239}\text{U}$ изучались при захвате тепловых и резонансных нейтронов [3,4], а также при усредненном по резонансам захвате нейтронов со средней энергией ~ 1 кэВ [3]. В настоящей работе были измерены усредненные по резонансам спектры первичных γ -переходов при захвате ^{238}U нейтронов со средней энергией 2,24 и 55 кэВ, а также сечение акти-

вазии ^{238}U при данных энергиях.

Для измерения спектров первичных γ -переходов в ^{239}U использовался парный спектрометр, состоящий из $\text{Ge}(\text{Li})$ -детектора объемом 28 см^2 и двух детекторов NaI размером $\varnothing 200 \times 100\text{ мм}$. Описание установки, методика эксперимента и оборудование скандиевого фильтра, а также железного и кремниевого фильтров, позволяющих получить пучки квазимонохроматических нейтронов с энергией 2,24 и 55 кэВ, аналогичны описанным в [5]. Время измерения составляло 12+13 суток для каждой энергии нейтронов. Поток нейтронов определялся с помощью образца ^{10}B , помещавшегося в пучке на месте образца ^{238}U , и $\text{Ge}(\text{Li})$ -детектора парного спектрометра. Мониторирование эффективности парного спектрометра проводилось по γ -линии с энергией $E = 2615\text{ кэВ}$ от источника $^{233}\text{U} + ^{232}\text{U}$, располагавшегося напротив свинцового коллиматора парного спектрометра. Образец металлического ^{238}U с содержанием ^{235}U около 0,3%, размером $\varnothing 47 \times 10\text{ мм}$ располагался под углом 60° по отношению к оси пучка нейтронов.

Измерения сечения активации ^{238}U проводились по отношению к сечению реакции $^{10}\text{B}(\text{n}, \alpha\gamma)^7\text{Li}$ с образцами природного металлического урана толщиной 0,1 мм и $\varnothing 28\text{ мм}$. Активность ^{239}U определялась по интенсивности γ -линии с $E_\gamma = 74,7\text{ кэВ}$, регистрируемой $\text{Ge}(\text{Li})$ -детектором объемом 7 см^3 , абсолютная эффективность которого была определена с помощью образцовых γ -источников ОСГИ.

Измеренные спектры γ -лучей из реакции $^{238}\text{U}(\text{n}, \gamma)^{239}\text{U}$ представляют собой результат усреднения по достаточно большому числу резонансов (около 30 S -резонансов при $E_n = 2\text{ кэВ}$ и около 80 - при $E_n = 24$ и 55 кэВ). Поэтому флуктуации интенсивности первичных γ -переходов, характерные для распада отдельных резонансов, оказываются в данном случае значительно меньшими. Если пренебречь вкладом D -нейтронов, то зависимость между средними парциальными сечениями захвата для первичных $E1$ -переходов на уровни различной четности $\sigma_{\gamma i}^-(E1)$ и $\sigma_{\gamma i}^+(E1)$ для ^{238}U может быть представлена в виде

$$\sigma_{\gamma i}^-(E1) \sim \sqrt{E_n} \sum_j (2j+1) s_0 f_0 \gamma_{\gamma i}(E1) / (\gamma_{\gamma s} + \gamma_{ns}) \quad (1)$$

$$\sigma_{\gamma i}^+(E1) \sim \sqrt{E_n} \sum_j (2j+1) s_1 f_1 v_i \gamma_{\gamma i}(E1) / (\gamma_{\gamma p} + \gamma_{np}) \quad (2)$$

Здесь j - спин состояния составного ядра, из которого наблюдается

ЕI-переход на соответствующий нижний возбужденный уровень; S_0 , Γ_{fs} и Γ_{ns} - нейтронная силовая функция, радиационная и средняя нейтронная ширина для S-нейтронов; S_I , Γ_{fr} и Γ_{nr} - аналогичные величины для p-нейтронов; F_0 и F_I - флуктуационные факторы для S- и p-нейтронов, зависящие от соотношения соответствующих Γ_f и Γ_n /6/; V_I - проницаемость для p-нейтронов.

Если принять, что интенсивность ЕI-переходов пропорциональна E_f^5 , то величина $\sigma_{fi}(E_I)/E_f^5$ должна быть пропорциональна приведенной вероятности перехода и зависеть как от средних нейтронных параметров ^{238}U , так и от коэффициента $\sum_j (2j+1)$, связанного со спином и четностью нижнего возбужденного уровня правилами отбора для ЕI-переходов.

Наблюдаемые в эксперименте первичные γ -линии ^{239}U представляют собой смесь γ -переходов различных мультипольностей. На рис. I показана диаграмма средних экспериментальных значений $I_{\gamma i}/E^5$. ($I_{\gamma i}$ - скорость счета в пике γ -линии, нормированная на поток нейтронов) для переходов на группы уровней с различными спинами при энергиях $E_n = 2, 24$ и 55 кэВ. Усреднение величин $I_{\gamma i}/E^5$ проведено по 5 + 10 уровням. На диаграмме показаны также соотношения между интенсивностями ЕI, МI и Е2-переходов из S-, p-, d-резонансов для каждой группы γ -линий. Для определения этих соотношений использовались данные по усредненным парциальным радиационным ширинам $\Gamma_{\gamma i}$ для ЕI, МI, Е2 первичных переходов в ^{239}U [3, 4]. Интересно отметить проявившуюся при $E_n = 2$ кэВ группу γ -переходов на уровни с энергиями 539,7; 787,0; 797,9; 938,4; 981,3 кэВ, интенсивность которых соответствует интенсивности МI-переходов из p-резонансов на уровни со спином $J^\pi = 5/2^-$.

Определенные в эксперименте интенсивности γ -линий $I_{\gamma i}$ и скорости счета в пике γ -линии $\pi_{\gamma i}$ связаны с $\sigma_{fi}(E_I)$ соотношением

$$\sigma_{fi}^{\pm}(E_I) \sim I_{\gamma i}^{\pm} \frac{K^U}{K^B} = \frac{n_{xi}}{n^B} \sigma_{\alpha\gamma}^B \frac{K^U}{K^B}, \quad (3)$$

учитывающим поток нейтронов, измеряемый с помощью ^{10}B (n^B - скорость регистрации γ -лучей из реакции $^{10}\text{B}(n, \alpha\gamma)^7\text{Li}$, $\sigma_{\alpha\gamma}^B$ - сечение этой реакции при соответствующей E_n). Коэффициенты K^U и K^B учитывают для образцов урана и бора поглощение нейтронов и γ -лучей и многократные процессы в образце. Кроме того в K^U учитывался вклад МI- и Е2-переходов в интенсивность соответствующих

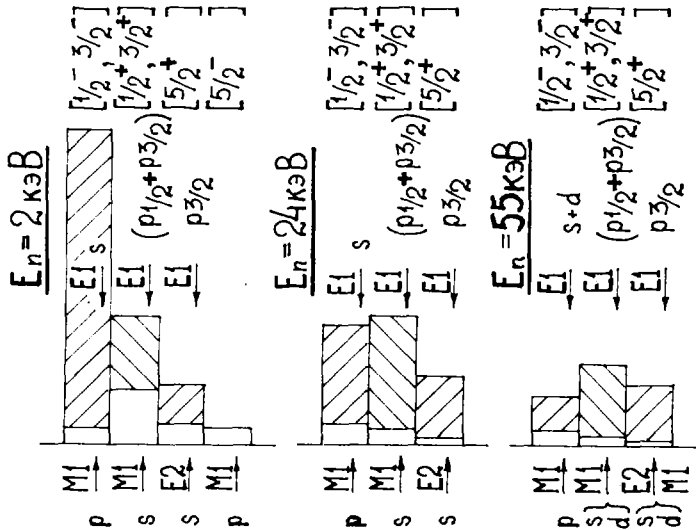


Рис.1. Диаграмма экспериментальных соотношений величин $I_{\delta\gamma}/E_{\delta\gamma}^5$ для первичных γ -переходов из реакции $^{238}\text{U}(n, \gamma)^{239}\text{U}$ при энергии нейтронов 2, 24 и 55 кэВ.

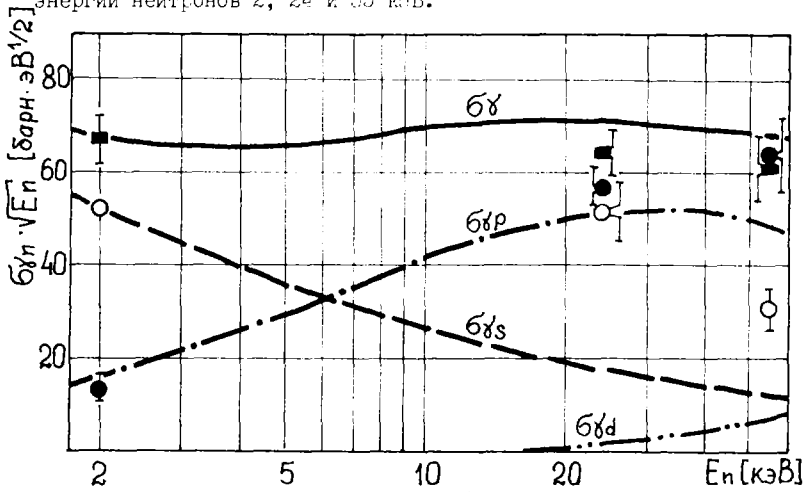


Рис.2. Расчетные зависимости $\beta_{\delta\gamma s}$, $\beta_{\delta\gamma p}$, $\beta_{\delta\gamma d}$, $\beta_{\delta\gamma}$ от E_n и экспериментальные значения $\beta_{\delta\gamma i} / E_{\delta\gamma}^5$ - \bullet ; $\beta_{\delta\gamma i} / E_{\delta\gamma}^5$ - \circ ; $\beta_{\delta\gamma act}$ - \blacksquare

γ -линий, анизотропия вылета γ -квантов и эффект резонансной экранировки, определяемый из активационных экспериментов.

Если принять, что $\Gamma_{\gamma i}(E)$ одинаковы для S-, p- и D-нейтронов, а $\Gamma_{\gamma S} = \Gamma_{\gamma p} = \Gamma_{\gamma D}$, то из соотношений (1)+(3) можно получить значение $\sigma_{\gamma i}^{\pm}(E)/E^5$ для различных групп γ -переходов и энергий нейтронов по отношению к какой-либо одной из величин $\sigma_{\gamma i}^{\pm}(E)/E^5$. Кроме того, для каждой группы γ -переходов, характеризующейся одинаковым значением $\sum_{\gamma} (2J+1)$, величина $\sigma_{\gamma i}^{\pm}(E)/E^5$ пропорциональна парциальному сечению захвата p-нейтронов $\sigma_{\gamma p}$, а $\sigma_{\gamma i}^{\pm}(E)/E_{\gamma i}^5$ - сумме парциальных сечений $\sigma_{\gamma S}$ и $\sigma_{\gamma D}$.

На рис.2 приведены расчетные значения сечения захвата $\sigma_{\gamma S}$, $\sigma_{\gamma p}$, $\sigma_{\gamma D}$ и σ_{γ} в зависимости от энергий нейтронов. Там же показаны полученные $\sigma_{\gamma i}^{\pm}(E)/E_{\gamma i}^5$ для переходов на уровни с $J^{\pi} = 1/2^{-}$, $3/2^{-}$ и $J^{\pi} = 1/2^{+}$, $3/2^{+}$. Значения $\sigma_{\gamma i}^{\pm}(E)/E^5$ нормированы при $E_{\gamma} = 2$ кэВ ($\sigma_{\gamma i}^{\pm}(E)/E_{\gamma i}^5 = \sigma_{\gamma S}$). В расчетах $\sigma_{\gamma S}$, $\sigma_{\gamma p}$, $\sigma_{\gamma D}$ и $\sigma_{\gamma i}^{\pm}(E)/E_{\gamma i}^5$ использовались следующие значения нейтронных параметров: $D_{1/2} = 25$ эВ; $\Gamma_{\gamma S} = \Gamma_{\gamma p} = 0,023$ эВ; $S_0 = 1,1 \cdot 10^{-4}$; $S_1 = 2,2 \cdot 10^{-4}$; $S_2 = 1,10^{-4}$; $\Gamma_{\gamma D} = 0,023$ эВ.

Как видно из приведенных данных, $\sigma_{\gamma i}^{\pm}(E)/E_{\gamma i}^5$ достаточно хорошо согласуются с расчетными значениями $\sigma_{\gamma S}$, $\sigma_{\gamma p}$ и $\sigma_{\gamma D}$. Исключение составляет $\sigma_{\gamma i}^{\pm}(E)/E^5$ при $E_{\gamma} = 24$ кэВ, отличающееся от $\sigma_{\gamma S}$ в 3 раза. Такое отклонение трудно объяснить на основе статистической теории, поскольку для этого необходимо предположить, что в диапазоне $\Delta E_{\gamma} = 2$ кэВ при $E_{\gamma} = 24$ кэВ присутствует не 80, а 240 S-резонансов. В то же время результаты измерений сечения активации ^{238}U , приведенные на рис.2, показывают хорошее согласие с расчетными значениями σ_{γ} . По-видимому, флуктуации интенсивностей γ -переходов при $E_{\gamma} = 24$ кэВ связаны с наличием "входных" состояний для ^{238}U . Однако суммарная радиационная ширина $\Gamma_{\gamma}(E)$ для данных переходов не превышает 1% от полной радиационной ширины Γ_{γ} , величина которой, как это видно из результатов измерений сечения активации, согласуется с данными, полученными в области разреженных резонансов.

Список литературы

1. H.Feshbach et.al. Ann.Phys., 1967, 41, p.230.
2. R.B.Perez et.al. Phys.Rev.C., 1979, 20, № 2, p.528.
3. L.M.Bolinger, G.E.Thomas. Phys.Rev.C., 1972, 6, № 4, p.1322.
4. O.A.Wasson et.al. Phys.Rev.C., 1970, 2, № 4, p.1951.
5. А.В.Мурзин и др. Материалы 5-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 15-19 сентября 1980г. Москва-ЦНИАтоминформ - 1980., ч. 2, с. 244, 262.
6. J.E.Lynn. The Theory of Neutron Resonance Reactions.Clarendon Press, Oxford, 1968, p.226.

СОГЛАСОВАННОЕ ОПИСАНИЕ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ (n, nf) И
(n, xn) ДЛЯ ТРАНСУРАНОВЫХ ЯДЕР

О.Т.Грудзевич*, А.В.Игнатюк, В.М.Маслов*, А.Б.Пашенко
(ФЭИ)

Проанализированы параметры плотности уровней и барьеры деления, необходимые для одновременного описания имеющейся совокупности экспериментальных данных по сечениям деления, спектрам неупругого рассеяния нейтронов и функции возбуждения реакций (n, xn) на изотопах урана. Обсуждены неоднозначности анализа и оценки нейтронных спектров, связанные с неравновесными (некомплаундными) процессами рассеяния нейтронов.

The fission cross sections, the excitation functions of the (n, xn) reactions and the spectra of inelastically scattered neutrons are analysed for transuranium nuclei. The level density parameters and the fission barriers which are needed for the simultaneous description of the existing experimental data are considered. The uncertainties in the parametrization of the pre-compound neutron emission are discussed.

Одним из узловых вопросов оценки нейтронных сечений трансуранных ядер в области высоких энергий возбуждения является анализ вкладов эмиссионного деления изотопов. Неопределенности данного анализа приводят к существенному различию оцениваемых сечений для ядер, у которых отсутствуют прямые экспериментальные данные [1]. Попытки устранения этих неопределенностей за счет простых феноменологических систематик сечений предравновесного и равновесного испарения нейтронов в неделящихся ядрах, а также эмпирических систематик наблюдаемых делимостью актинидов оставляют открытыми множество вопросов, связанных с адекватностью используемых моделей и параметризаций [2]. Чтобы успешно решить всю совокупность проблем оценки сечений необходимо наряду с дальнейшими накоплениями экспериментальной информации провести также анализ имеющихся данных на основе более строгих теоретических моделей, корректно учитывающих:

* Сбвинский филиал МИФИ.

** Институт ядерной энергетики АН БССР, г.Минск.

Современные представления о статистических и нестатистических свойствах атомных ядер.

В настоящей работе для описания сечений деления и (n, xn) реакции использовалась статистическая модель, учитывающая законы сохранения углового момента и четности на всех этапах распада ядра [3]. Совместно с компаундным механизмом распада в модели учитывалось также предравновесное испарение нейтронов [4]. Необходимые для расчетов коэффициенты прилипания нейтронов были получены на основе обобщенной оптической модели, хорошо описывающей всю совокупность экспериментальных данных по полным нейтронным сечениям, а также дифференциальным сечениям упругого и неупругого рассеяния нейтронов на низколежащих уровнях ротационной полосы [5]. Для вычисления плотности уровней нейтронного и делительного каналов распада использовались соотношения сверхтекущей модели ядра с учетом оболочечных и коллективных эффектов [6]. Требуемые параметры плотности уровней, а также барьеры деления ядер были получены из анализа сечений (n, f) реакций в области первого "плато" [7].

Так как наиболее полная экспериментальная информация о спектрах неупругого рассеяния нейтронов и функциях возбуждения $(n, 2n)$ и $(n, 3n)$ реакций имеется лишь для ядра ^{235}U , то описание этих данных целесообразно обсудить в первую очередь. На рис.1 показаны результаты расчетов спектров неупругого рассеяния нейтронов с начальной энергией 6,0; 8,9 и 14,3 МэВ. Экспериментальные спектры были получены путем вычитания из наблюдаемых полных нейтронных спектров [8] спектров нейтронов деления, вычисленных согласно аппроксимации Террела [9]. Из условий оптимального описания жесткой части спектров была определена величина основного параметра модели предравновесного распада $K=200$, характеризующего время жизни начальных квазичастичных возбуждений ядра. При этом значении параметра интегральный вклад предравновесного испарения в распад материнского ядра составляет 14, 27 и 52% для указанных энергий налетающего нейтрона. Такая оценка вклада предравновесных процессов оказывается значительно ниже оценок, полученных при описании наблюдаемых спектров в рамках модели ферми-газа [2, 9]. Это расхождение оценок демонстрирует существенное влияние используемых в анализе представлений о плотности уровней на решение вопроса о роли процессов предравновесного и равновесного распада ядер.

На рис.2 представлено описание наблюдаемых сечений деления изотопов ^{235}U и ^{238}U . Сопоставление этих ядер очень важно для

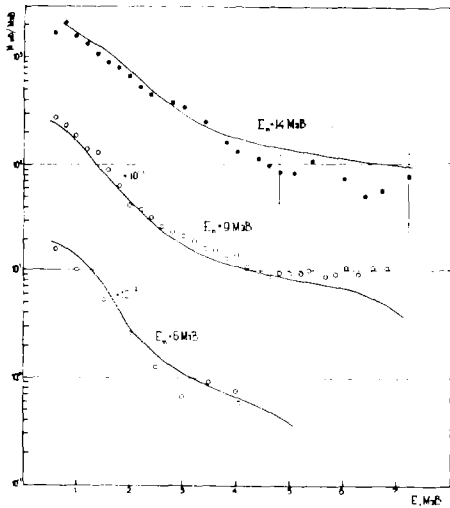


Рис. 1. Спектры неупругого рассеяния нейтронов ядром ^{238}U . Точками показаны экспериментальные данные работ [8]

контроля корректности учета четно-нечетных различий в плотности уровней и других характеристиках нейтронных и делительных каналов распада ядер. При эмпирической систематике сечений деления актиноидов широко используется интуитивная экстраполяция хода сечений первого "плато" в область более высоких энергий [2, 10]. Как показывают расчеты, такая экстраполяция совершенно неоправдана и может приводить почти к двукратной недооценке сечений деления материнского ядра при больших энергиях. Отметим, что аналогичное заключение о неправомерности линейных экстраполяций сечений деления было получено также при анализе делимости изотопов америция [11]. Изменение энергетической зависимости парциальных сечений деления при энергиях выше 7–8 МэВ является прямым отражением влияния парных корреляций сверхпроводящего типа на плотность уровней ядер [6]. Сопоставление результатов расчетов сечений деления при различных оценках вкладов предравновесного распада ядер указывает на сравнительно слабое влияние погрешностей анализа предравновесных процессов на энергетическую зависимость сечений деления вблизи порога (n, nf) реакции (рис. 2). В то же время, в области более высоких энергий учет предравновесных процессов оказывается принципиально важным для количественного описания наблюда-

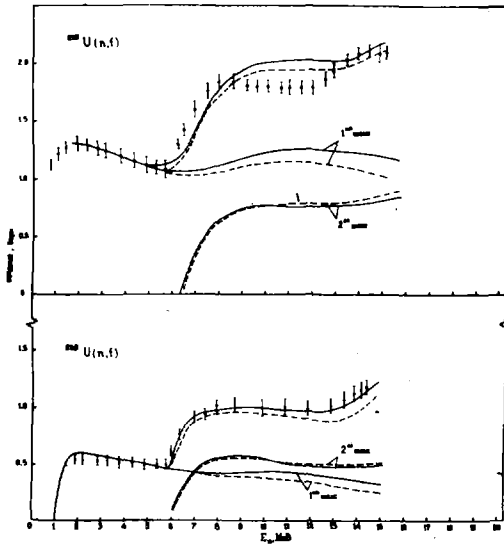
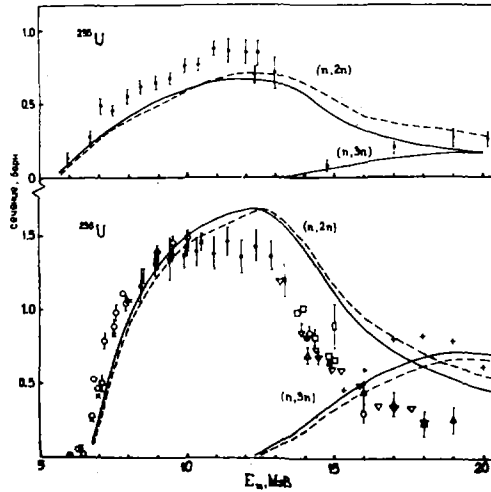


Рис. 2. Описание сечений деления нейтронами ядер ^{235}U (а) и ^{238}U (б). Сплошные кривые - расчеты с параметром $K = 200 \text{ МэВ}^3$ и пунктирные - 150 МэВ^3

Рис. 3. Функции возбуждения реакций $(n, 2n)$ и $(n, 3n)$. Обозначения те же, что на рис. 2



емых сечений деления.

Результаты расчетов функций возбуждения реакций $(n, 2n)$ и $(n, 3n)$ показаны на рис.3. Расчеты сечений $(n, 2n)$ реакции достаточно хорошо воспроизводят экспериментальные данные в области энергий нейтронов до 10 МэВ, но при более высоких энергиях для изотопа ^{238}U расчетные кривые проходят выше экспериментальных точек. Аналогичные расхождения статистических расчетов с экспериментом проявляются также для реакции $^{237}\text{Np} (n, 2n)$ [12]. Эти расхождения частично можно устранить, если учесть ослабление коэффициентов коллективного увеличения плотности уровней с ростом энергии возбуждения ядра [13].

Таким образом, при совместном анализе сечений деления и функций возбуждения реакции $(n, 2n)$ в актинидах мы видим проявление тех же закономерностей изменения коэффициентов ротационного увеличения плотности уровней, что и в высокоэнергетической делимости доактинидных ядер. К сожалению, в настоящее время теория лишь качественно объясняет эти закономерности, но не дает надежных количественных предсказаний энергетической зависимости соответствующих коэффициентов. В то же время феноменологическое определение таких коэффициентов сталкивается с трудностями однозначного разделения влияния на делимость ядер изменений плотности уровней и вклада предравновесного (некомпаундного) распада. Для преодоления этих трудностей очень важно получить более надежную экспериментальную информацию о жесткой части спектров неупругого рассеяния нейтронов с энергиями выше 10 МэВ. В неделящихся ядрах форма жесткой компоненты спектров существенно отличается от предсказаний модели предравновесного распада, и ее удается описать лишь при строгом учете спектров прямых переходов [14]. В актинидах интегральный вклад прямых переходов должен быть подобным, и учет различий формы спектра прямых переходов от спектров предравновесного испарения нейтронов должен улучшить описание наблюдаемых функций возбуждения $(n, 2n)$ реакций без сколь-либо заметных изменений описания сечений деления ядер.

Список литературы

- I. Lemmel H.D. IAEA Nuclear Data Library for evaluated neutron reaction data of actinids. IAEA-NDC-12(1982).
2. Бычков В.М., Пляскин В.И. ЯЭ, 1981, т.34, с.684.
3. Uhl M., Strohmaier B. Report IRK-76/01, Vienna, 1976 (Addenda 1978).
4. Gadioli E. et al. Nucl. Phys., 1973, v.1214, p.589.
5. Klepatskiy A.B. et al. INDC-161/L, IAEA, Vienna, 1981.
6. Игнатюк А.В. и др. ЯЭ, 1979, т.29, с.875.
7. Игнатюк А.В. и др. Нейтронная физика, М.: ЦНИИАтоминформ, 1984, т.1, с. 284-289.
8. Корнилов Н.В. и др. Нейтронная физика, М.: ЦНИИАтоминформ, 1980, ч.2, с.44.
9. Terrel J. Phys. Rev., 1959, v. 113, p.527.
10. Davey W.D. Nucl. Sci. Eng., 1971, v.44, p.345.
11. Maino G. et al. Proc. of Knoxville Conf. on Nucl. Data. Washington, 1980, p. 500.
12. Uhl M. Proc. of XII Symposium on Nuclear Physics in Gaussig. ZfK-491, Dresden, 1982, p. 155.
13. Игнатюк А.В. и др. ЯЭ, 1979, т.30, с.1205.
14. Ловчикова Г.Н. и др. ЯЭ, 1982, т.36, с.6.

Секция У*
СВОЙСТВА НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ

Председатели: Ю.П.Попов
В.П.Вергобный

Секретарь А.П.Мурзин

ЭФФЕКТЫ ФЛУКТУАЦИИ РЕЗОНАНСНЫХ ПАРАМЕТРОВ
В СРЕДНИХ НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЯХ

Н.Колмаджиева, С.Томков, Н.Янева
(ИЯЯЭ Болгарской АН)

На основе разработанной многоуровневой модели нейтронных резонансов получены выражения для средних сечений и определены факторы, учитывающие статистические флуктуации резонансных параметров.

In the multilevel model of neutron resonances the common expressions of the average cross sections are obtained and the factors of resonance parameters statistical fluctuations are calculated.

Теоретическое моделирование энергетической структуры нейтронных сечений в области неразрешенных резонансов, где прямая информация об этой структуре отсутствует, является основой для физической интерпретации и анализа данных о средних по энергии пропусканий нейтронов через относительно толстые образцы $\langle \exp(-n\sigma) \rangle$, самоидентификации $\langle \sigma_\alpha \exp(-n\sigma) \rangle$ (здесь σ - полное сечение, σ_α - сечение реакции α и n - толщина поглощающего образца в ядрах на барн), а также для некоторых других средних функционалов сечений $\langle f(\sigma) \rangle$. Резонансная структура сечений проявляется косвенно как отличие измеряемых значений $\langle f(\sigma) \rangle$ от $f(\langle \sigma \rangle)$.

Используемая в данной работе схема многоуровневого моделирования энергетической структуры сечений основана на общих результатах R -матричной теории ядерных реакций (в приближении Рейха-Мура) и представлена в работах [1,2]. В упрощенной форме, ограничиваясь одной системой резонансных состояний, сечения выражаются обычным образом через элементы матрицы столкновений $S - S_{nn}$ и $S_{n\alpha}$.

* Продолжение см. в т.3.

Известно представление S матрицы

$$S = e^{-i\varphi} (1 - iK)^{-1} (1 + iK) e^{-i\varphi}, \quad (1)$$

где φ - фаза потенциального рассеяния.

Предполагая число каналов по отношению к радиационному захвату большим, можно в матрице S ограничиться лишь каналами, отличными от радиационных (n, α), для которых

$$K_{n\alpha} = \frac{1}{2} \sum_{\lambda} \frac{\Gamma_{n\lambda}^{1/2} \Gamma_{\alpha\lambda}^{1/2}}{E_{\lambda} - E - i\Gamma_{\lambda}/2}, \quad (2)$$

где $\Gamma_{n\lambda}^{1/2}$ и $\Gamma_{\alpha\lambda}^{1/2}$ - амплитуды ширины уровней λ в соответствующих каналах; Γ_{λ} - радиационная ширина, одинаковая для всех уровней [1].

При моделировании энергетической зависимости сечений использовалась схема метода Монте-Карло, где ширины уровней и значения расстояний между уровнями $E_{\lambda+1} - E_{\lambda}$ генерировались соответственно распределениям Портера-Томаса и Вигнера [2]. Ранее было показано, что учет статистического разброса резонансных параметров по отношению к средним значениям не сказывается заметно на средних по энергии полных сечениях [2]. Однако для сечений реакции учет статистических флуктуаций может вносить довольно заметную поправку к рассчитываемым сечениям (до $\sim 30\%$). Это обстоятельство требует для области частично перекрывающихся резонансов ($\Gamma_n \leq \bar{D}$) конкретных численных расчетов в рамках модели и сравнения с известными результатами для изолированных уровней.

В простейшем примере - одноканальное рассеяние и радиационный захват - сечение радиационного захвата в нашей модели можно представить как [1]

$$\sigma_{\gamma} = \pi \lambda^2 (1 - |S_{nn}|^2), \quad (3)$$

где $S_{nn} = e^{-2i\varphi} (1 - iK_{nn})^{-1} (1 + iK_{nn})$. (4)

$$K_{nn} = \frac{1}{2} \sum_{\lambda} \frac{(E_{\lambda} - E) \Gamma_{\lambda n}}{(E_{\lambda} - E)^2 + \Gamma_{\lambda}^2/4} + i \frac{\Gamma_{\lambda}}{4} \sum_{\lambda} \frac{\Gamma_{\lambda n}}{(E_{\lambda} - E)^2 + \Gamma_{\lambda}^2/4} = K_1 + iK_2. \quad (5)$$

Из (3,4,5) для σ_{γ} получаем простое выражение

$$\sigma_{\gamma}(E) = 4\pi\lambda^2 \frac{\kappa_2(E)}{[1+\kappa_2(E)]^2 + [\kappa_1(E)]^2} \quad (6)$$

Среднее сечение в нашей схеме вычислялось как результат усреднения $\sigma_{\gamma}(E)$, генерированного большим числом историй в методе Монте-Карло:

$$\langle \sigma_{\gamma} \rangle = 4\pi\lambda^2 \left\langle \frac{\kappa_2(E)}{[1+\kappa_2(E)]^2 + [\kappa_1(E)]^2} \right\rangle \quad (7)$$

Расчет средних сечений проводился по программе, описанной в работе [2]. Сечение радиационного захвата получилось согласно выражениям (7,5) с учетом того, что

$$\Gamma_{\lambda n} = \beta_{\lambda n} \bar{\Gamma}_n \quad \text{и} \quad \frac{E_{\lambda} - E}{D} = Z_{\lambda} \quad (8)$$

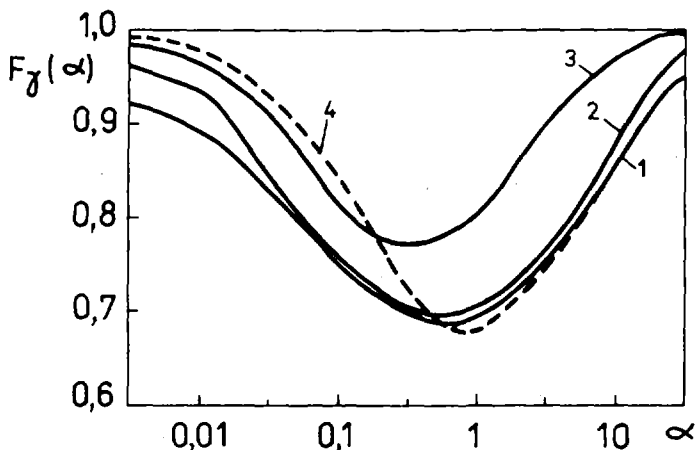
где $\bar{\Gamma}_n$ и \bar{D} - средние значения нейтронной ширины и межрезонансного расстояния.

Значения $\beta_{\lambda n}$ и Z_{λ} получались в виде случайных чисел, подчиняющихся соответственно нормальному закону распределения и закону распределения Вигнера. Значения в выражении (5) варьировали от 1 до 30, а переменная E менялась в интервале усреднения по энергии. Шаг изменения E был достаточно малым, чтобы описать детально резонансную структуру в рассматриваемом интервале. При расчете сечения в каждой точке с обеих ее сторон находились по 15 уровней. Значения шага изменения E , число рассматриваемых уровней и историй Монте-Карло оптимизированы путем проведения сравнительных расчетов.

Для каждой выборки резонансных параметров проводился расчет детального хода сечения и вычислялось его среднее значение по энергии. Окончательный результат получался усреднением по числу историй Монте-Карло (которое не было меньше 100). Ошибка сечения, которая считалась по стандартной формуле Монте-Карло, не превышала 3-5%.

На рисунке показана функция F_{γ} , учитывающая эффект от флуктуаций резонансных параметров в сечении радиационного захвата. По оси абсцисс даны значения величины $\alpha = \frac{\bar{\Gamma}_n}{\bar{D}}$. Кривые 2 и 3 получены нами как отношения средних значений σ_{γ} , рассчитанных по вышеописанному методу, соответственно, при значениях величины $\bar{\Gamma}_n / \bar{D}$ 0,2

и I , к тем же самым величинам, полученным в отсутствие флуктуаций резонансных параметров. В первом случае должна существовать заметная интерференция между резонансными уровнями, а во втором они полностью перекрываются.



функция $F_\gamma(\alpha)$ для одноуровневого приближения (1), расчет по методике работы [3] (4) и результаты многоуровневой модели для $\bar{\Gamma}_n/\bar{D} = 0,2$ (2) и $\bar{\Gamma}_n/\bar{D} = 1$ (3)

Результаты расчетов показывают, что даже для перекрывающихся уровней $\bar{\Gamma}_n \sim \bar{D}$ флуктуации резонансных параметров практически так же существенны, как для случая изолированных резонансов. Значения соответствующих функций F_γ (см. рис.) также отличаются от поправок, рассчитываемых по методике работы [3].

В заключение авторы выражают благодарность д-ру физико-математических наук А.А.Лукьянову за постановку задачи и полезные обсуждения.

Список литературы

1. Лукьянов А.А. Замедление и поглощение резонансных нейтронов. М.: Атомиздат, 1974.
2. Коммюшьева Н., Янева Н. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1981, вып.42(3), 88.
3. Terpel J.W., Hofmann H.M., Weidenmuller H.A. Phys. Lett., 1974, 49B.

СРАВНИТЕЛЬНАЯ ОЦЕНКА ФУНКЦИЙ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СЕЧЕНИЙ
РЕЗОНАНСНЫХ НЕЙТРОНОВ В ГРУППЕ

А.В.Комаров, Н.А.Соловьев, В.Е.Калесов

(ФЗИ)

Проводится сравнение функций распределения резонансных нейтронных сечений в группе, полученных с помощью модели одинаковых эквидистантных резонансов из анализа данных по пропусканию, со значениями, рассчитанными из библиотеки ENDF/B-IV. Численная оценка проведена для железа, алюминия и ниобия

COMPARATIVE ESTIMATION OF RESONANCE NEUTRON CROSS-SECTION DISTRIBUTION INSIDE GROUP FUNCTIONS. Resonance neutron cross-section distribution inside group functions calculated with the help of equal resonance model from the transmission's data analysis with corresponding calculations from library ENDF/B-IV are compared. The results are presented for iron, aluminium and niobium

Точность расчетов ядерно-физических характеристик реакторов и защиты во многом определяется учетом резонансной структуры сечений. В групповых приближениях эффекты резонансной структуры учитываются, как правило, с помощью факторов самоэкранирования [1] или подгрупп [1,2]. В методе Монте-Карло нашли применение представления нейтронных сечений в виде таблиц вероятностей [3] и функций распределения накопленной вероятности [4-6]. Из функций распределения накопленной вероятности $F(\xi)$ могут быть получены факторы самоэкранирования, подгрупповые параметры, различные аппроксимационные функции [4]; более того, переход от интеграла Коши-Римана к интегралу Стильтеса в ряде случаев средний по энергии в группе функционал $\langle f(\xi) \rangle$ может быть вычислен с помощью $F(\xi)$ как

$$\langle f(\xi) \rangle = \int f(\xi) dF(\xi).$$

Все это говорит о том, что функция накопленной вероятности, хорошо отражающая структуру сечения, дает возможность оценивать ядерные данные, не проводя громоздких обчетов макроксperimentов. В то же время применение $F(\xi)$ в методе Монте-Карло ставит вопрос о целесо-

образности использования тех или иных видов данных для вычисления $F(\beta)$.

В данной работе проводится сравнение $F(\beta)$, полученных из детального хода $E \backslash D F / B - \overline{IV}$ и из экспериментальных данных по пропусканью.

В анализе экспериментальных данных по пропусканью на широких по энергии пучках нейтронов для энергетической зависимости сечения σ использовалась модель одинаковых эквидистантных резонансов [2,6,7].

$$\sigma(E) = \sigma_{\min} + \sigma_0 \frac{(s \cos \varphi - tg z \sin \varphi)^2}{s^2 + tg^2 z}, \quad (I)$$

где σ_{\min} , σ_{\max} - сечения в минимуме и максимуме резонанса; $\sigma_{\max} = \sigma_{\min} + \sigma_0$; $s = \sqrt{\pi/2D}$ - силовая функция; φ - фаза интерференции резонансного и потенциального рассеяний; $z = \sqrt{E/D}$.

Удобно пронормировать сечение в $F(\beta)$, т.е. сделать замену переменных $\beta = \frac{\sigma - \sigma_{\min}}{\sigma_{\max} + \sigma_0}$, тогда при $\sigma_{\min} \leq \sigma \leq \sigma_{\max} = \sigma_0 + \sigma_{\min}$ имеем $0 \leq \beta \leq 1$. Использование модели сечения (I) приводит к следующему выражению для $F(\beta)$ [6]:

$$F(\beta) = \frac{\Delta z}{\pi}, \quad \text{если } 0 \leq \beta \leq \frac{\sin^2 \varphi + s^2 \cos^2 \varphi}{1 + s^2},$$

$$F(\beta) = \frac{\pi - \Delta z}{\pi}, \quad \text{если } \frac{\sin^2 \varphi + s^2 \cos^2 \varphi}{1 + s^2} \leq \beta \leq 1,$$

где

$$\Delta z = \left| \operatorname{arctg} \frac{2s \sqrt{\beta(1-\beta)}}{\sin^2 \varphi + s^2 \cos^2 \varphi - \beta(1+s^2)} \right|. \quad (2)$$

Нетрудно видеть, что определенная таким образом $F(\beta)$ (2) является непрерывной при $0 \leq \beta \leq 1$; для ее вычисления необходимо знание четырех параметров σ_{\min} , φ , s , σ_0 . Эти параметры были получены из анализа экспериментальных данных по пропусканью измеренных В.В. Жилипповым в 4-9 группах железа, 4-10 группах алюминия и 4-10 группах индия системы констант БНАБ-78 [1,7]. Соответственно в этих группах были рассчитаны значения $F(\beta)$. Также в этих группах по методу, предложенному в работе [4], значения $F(\beta)$ были вычислены из детального хода полного нейтронного сечения $E \backslash D F / B - \overline{IV}$ (в неразрешенной области использовались соответствующие резонансные параметры в формулах из $E \backslash D F / B - \overline{IV}$) [4,8]. При проведении расчетов каждая группа разбивалась на 300 равновероятных подгрупп, из которых в дальнейшем формировалось $F(\beta)$. Как показала практика, для боль-

шинства рассматриваемых групп железа и ниобия и всех групп алюминия хорошая точность вычисления $F(\beta)$ достигается уже при 50-100 подгруппах.

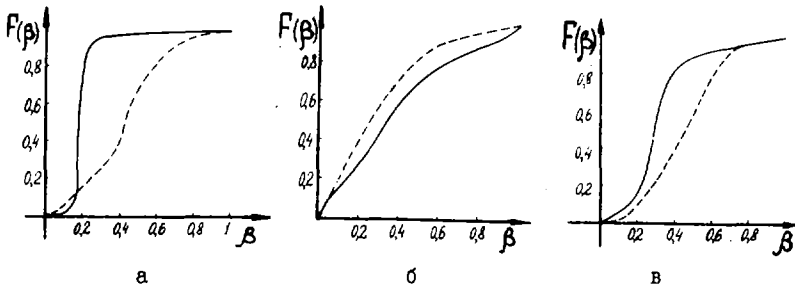


Рис.1. Функции накопленной вероятности $F(\beta)$ для 4 (а), 6 (б), 9 (в) групп железа, полученные из анализа пропусканй - прямая линия - и из библиотеки $ENDF/B - IV$ - пунктирная линия

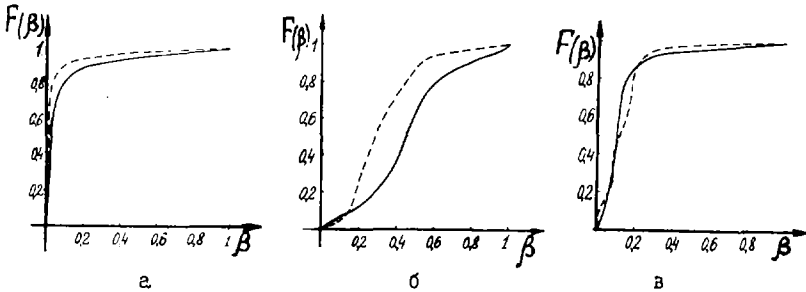


Рис.2. Функции накопленной вероятности $F(\beta)$ для 4 (а), 6 (б), 10 (в) групп алюминия, полученные из анализа пропусканй - прямая линия - и из библиотеки $ENDF/B - IV$ - пунктирная линия

Функции накопленной вероятности $F(\beta)$ представлены на рис.1,2, при этом различие $F(\beta)$, полученных двумя способами для этих групп, типично для соответствующих энергий железа и алюминия. Из рисунков видно, что в низких по энергии группах (9-группа \bar{E} , 10-группа Al), что соответствует области разрешенных резонансов, где детальный ход сечения в $ENDF/B - IV$ известен достаточно хорошо, соответствующие значения $F(\beta)$ в сравниваемых способах получения близки. Худшее согласие имеется для более высоких энергий и особенно для области неразрешенных резонансов. В целом различие между $F(\beta)$, полученной

двумя способами, гораздо меньше на железе, чем на алюминии. При этом надо отметить, что детальный ход сечения на железе в $E'NDF/B-IV$ известен лучше, в то время как данные по пропусканию на железе и алюминии эквивалентны [2, 7, 8]. Численные расчеты, проведенные для нобия в 4-10 группах дают растущее с энергией существенное отличие в функциях $F(\beta)$ вследствие того, что по детальному ходу нобия в $E'NDF/B-IV$ имеется достаточно скудная информация.

Кривые $F(\beta)$, посчитанные по (2), являются более гладкими по сравнению с соответствующими значениями из $E'NDF/B-IV$, т.к. они не учитывают флуктуаций нейтронных ширин и мекуровневых расстояний в сечениях, эти флуктуации, однако, мало сказываются на различии двух кривых $F(\beta)$.

Функция накопленной вероятности $F(\beta)$ в значительной степени определяется силовой функцией S , при малых S кривая $F(\beta)$ приближается к оси ординат. Проведенные расчеты показали, что эффективные значения силовых функций S в (2) являются для большинства групп большими, чем это следует из $E'NDF/B-IV$.

Проведенный анализ позволяет сделать вывод о том, что, если в области разреженных резонансов преимущества в точности вычисления функциями накопленной вероятности $F(\beta)$ из детального хода сечений очевидны, то в области неразреженных резонансов анализ экспериментальных данных по пропусканию на широких по энергии пучках нейтронов является, по-видимому, одним из наиболее достоверных источников информации о $F(\beta)$. Применение теоретических моделей, учитывающих основные качественные особенности в поведении реальных сечений, например (I), позволяет корректно вычислять $F(\beta)$ из анализа данных по пропусканию измеренных на широком диапазоне изменения толщины образцов [6, 7].

Список литературы

1. Абагян Л.П. и др. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1981.
2. Николаев М.Н., Игватов А.А., Хохлов В.Ф. Атомная энергия, 1970, т. 29, с. II; 1971, т. 30, с. 416.
3. Levitt Nucl. Sci. Engng., 1972, v. 43, p. 450.
4. Колесов В.Е., Соловьев Н.А. Атомная энергия, 1980, т. 48.
5. Лукьянов А.А. Замедление и поглощение резонансных нейтронов. М., Атомиздат, 1978.
6. Комаров А.В. Препринт ФЭИ-ИЭЮ. Обнинск, 1982.
7. Комаров А.В., Лукьянов А.А. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, вып. 3(47), М., ЦНИИ атоминформ, 1982, с. 16.
8. Overton R. Report UCID-16374, 1973.

СИСТЕМАТИКА ПЛОТНОСТИ УРОВНЕЙ ЯДЕР
В ОБЛАСТИ $A = 150 + 200$

Г.В.Анципов

(ИЯЭ АН БССР)

В рамках модели сверхтекучего ядра проведен анализ имеющихся экспериментальных данных по наблюдаемой плотности нейтронных резонансов ядер в области $A=150+200$. По результатам обработки данных по плотности возбужденных уровней и свивки с результатами расчетов по модели сверхтекучего ядра проведена систематика параметров модели постоянной температуры.

Experimental data on nuclear level density for nuclei with mass numbers in the range $150+200$ are reviewed using the superfluid model. By fitting cumulative number of low-lying levels constant temperature model parameters are obtained. The results are employed to predict the neutron resonance density.

В работах [1, 2] была проведена систематика параметров плотности уровней трансактиноидов в рамках моделей постоянной температуры и сверхтекучего ядра с учетом коллективных эффектов. Полученные зависимости оказались простыми и достаточно надежными. Так, практически для всех ядер отношение $\langle D \rangle_{\text{теор}} / \langle D \rangle_{\text{эксп}}$ лежит в пределах $1 \pm 0,5$. Оказалось, что параметр T модели постоянной температуры не зависит от массового числа и равен $\bar{T} = 0,388$ МэВ. Из систематики параметров модели постоянной температуры получена зависимость отношения основного параметра плотности уровней в модели сверхтекучего ядра к массовому числу A $\alpha(s_0)/A$, которая хорошо согласуется с экспериментальными данными. Представляет интерес провести подобную систематику для деформированных ядер по другую сторону заполненных протонной и нейтронной оболочек $Z=82$, $N=126$.

Используемые в данной работе выражения для плотности уровней и параметры приведены в работах [1, 2]. Расчеты проводились для деформации $\epsilon = 0,2$ и корреляционной функции $\Delta_0 = 12/\sqrt{A}$, т.к. было установлено [1], что для трансактиноидов использование Δ_0 , полученной из данных по экспериментальным парным энергиям, не улуч-

шает систематики.

Результаты расчета критического значения $\alpha_{кр}$ основного параметра плотности уровней для ядер с $A = 150 + 200$ приведены на рис.1. Видно, что отношение $\alpha_{кр}/A$ имеет явно выраженную тенденцию падения с ростом A . Резкое падение для ядер с $A < 150$ и $A > 194$ связано со сферичностью этих ядер, где начинает исчезать вклад вращательных мод. Результаты обработки спектров низколежащих уровней по модели постоянной температуры

$$\rho(E) = \frac{1}{T} \exp\left(\frac{E - E_0}{T}\right) \quad (1)$$

при условии шивки с моделью сверхтекучего ядра приведены на рис.2 (а,б). Из них видно, что параметр T проявляет линейную зависимость от массового числа, а величины E_0 для четно-четных, $E_0 + \Delta_0$ для нечетных и $E_0 + 2\Delta_0$ для нечетно-нечетных ядер группируются вблизи нуля. Это говорит о возможности использования систематики, аналогичной полученной ранее для трансактинидов. Чтобы уточнить систематическое поведение параметра T , он был получен для ядер при условии равенства нулю величин E_0 , $E_0 + \Delta_0$ или $E_0 + 2\Delta_0$ для четно-четных, нечетных и нечетно-нечетных ядер соответственно. Результаты приведены на рис.2,в. Видно, что они практически точно ложатся на прямую

$$T = (-0,1509 \cdot 10^{-2} A + 0,7473) \text{ МэВ.} \quad (2)$$

Отметим, что эта прямая дает хорошее согласие с полученным ранее для трансактинидов значением $T = 0,388$ МэВ.

Восстановленная с использованием зависимости (2) наблюдаемая плотность нейтронных резонансов приведена на рис. 3 в виде отношения $\langle D \rangle_{расч} / \langle D \rangle_{эксп}$. Как видно, основная масса величин попадает в интервал $1 \pm 0,5$ во всей области. Некоторые флуктуации могут быть связаны с надежностью оценки $\langle D \rangle_{эксп}$. Малые значения $\langle D \rangle_{расч} / \langle D \rangle_{эксп}$ для $A > 193$ связаны со сферичностью этих ядер, не учитывавшейся в данных расчетах.

Восстановленное по предлагаемой систематике отношение $\alpha_{кр}/A$ приведено на рис.1. Оно, как и полученные из эксперимента данные, падает с ростом A .

В результате проведенной работы получена систематика параметров модели постоянной температуры T , E_0 для ядер в области $A = 150 + 194$. Восстановленная по ней плотность нейтронных резонансов хорошо согласуется с экспериментальными данными. Систематика описывает зависимость критического значения параметра плотности

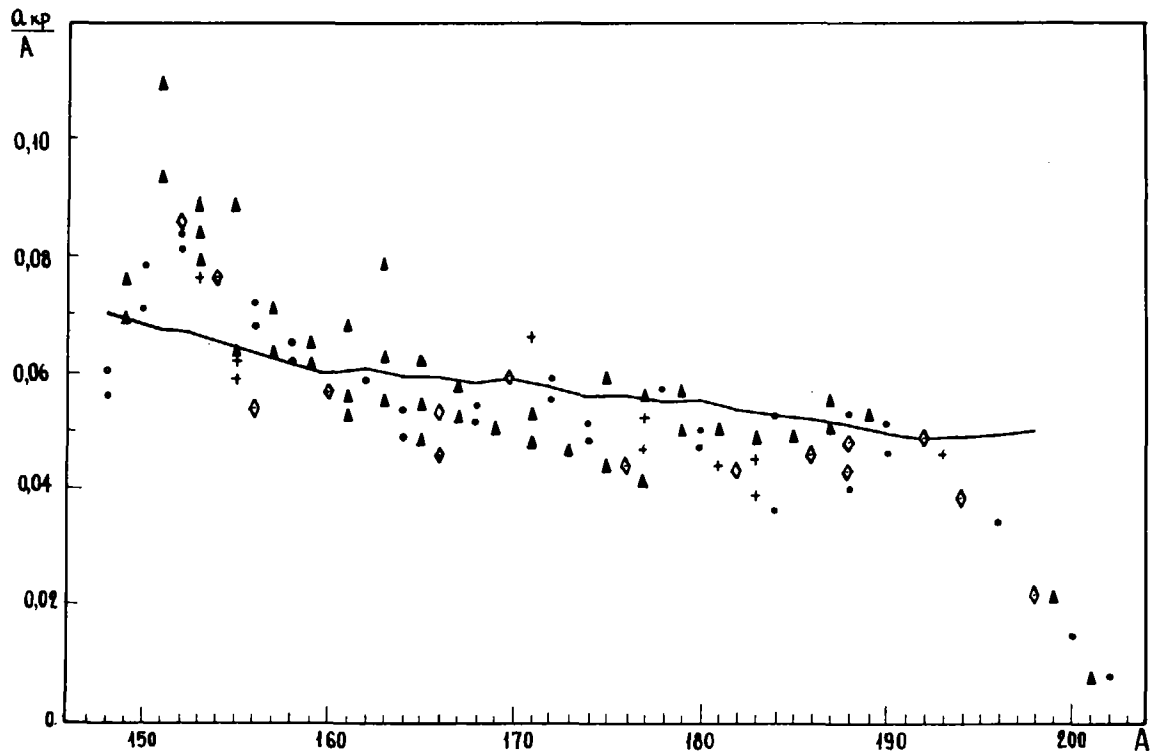


Рис. I Сравнение полученных из систематики (—) и экспериментальных значений параметра $\sigma_{кр}$

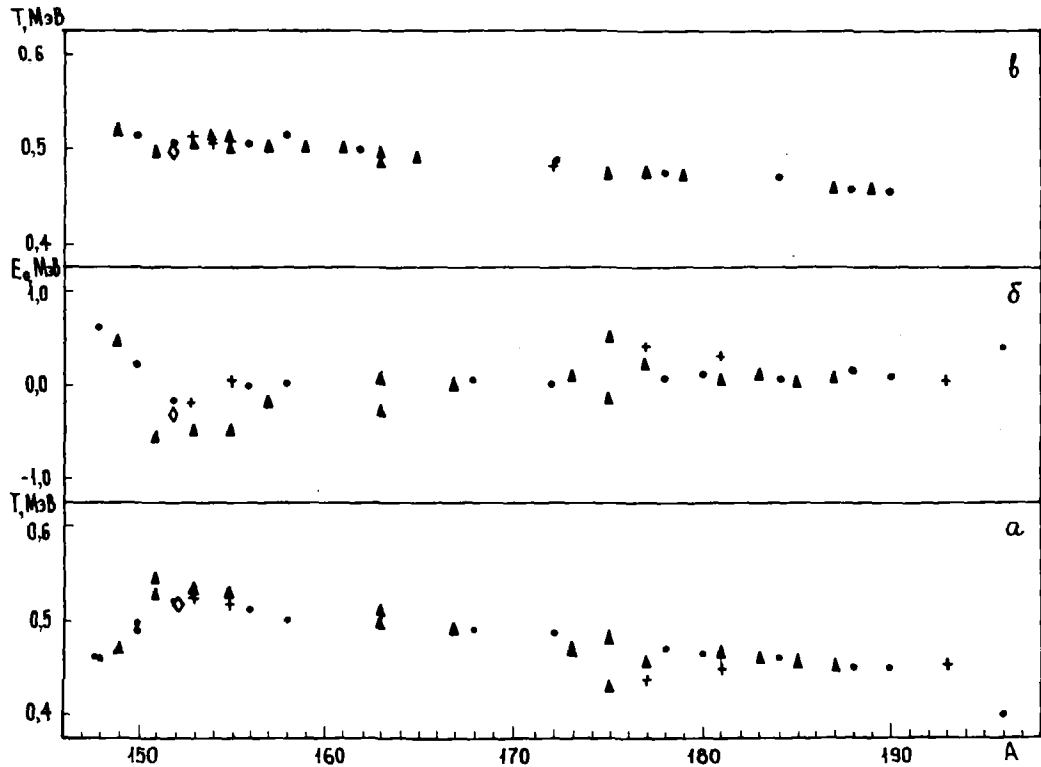


Рис.2 Параметры модели постоянной температуры

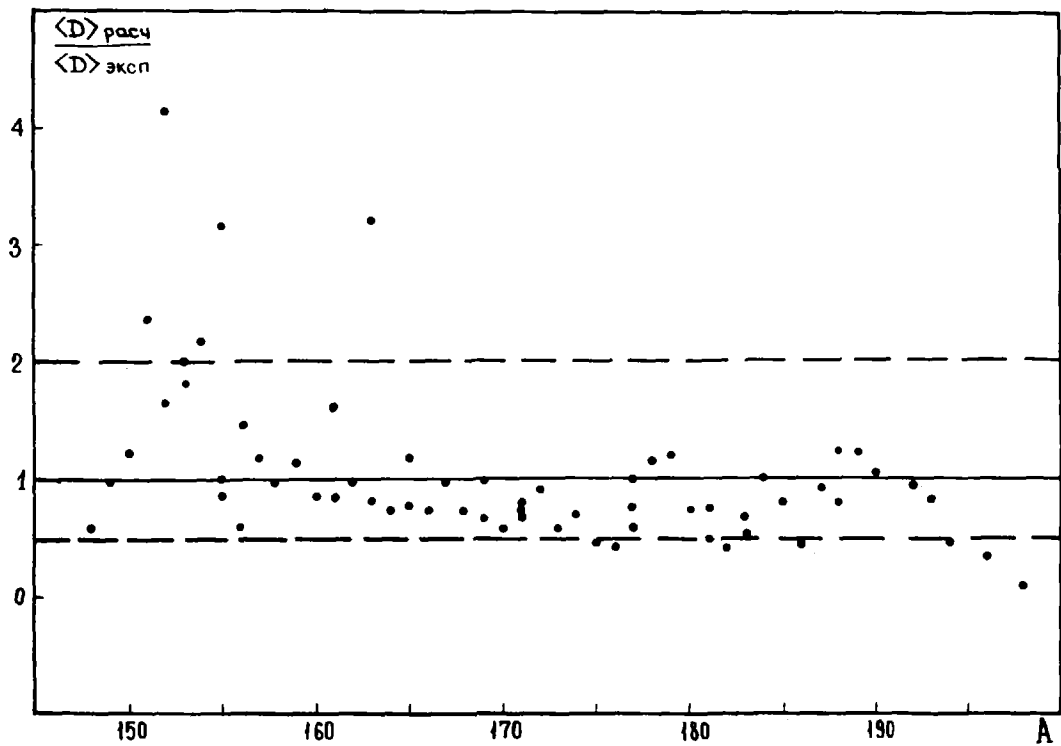


Рис.3 Сравнение расчетных и экспериментальных значений плотности нейтронных резонансов

уровней от массового числа и согласуется с полученной ранее для трансактинидов.

Список литературы

1. Г.В.Анципов, В.А.Коньшин, В.М.Маслов. Препринт ИТМО АН БССР № 2, Минск, 1982 г.
2. Г.В.Анципов, В.А.Коньшин, В.М.Маслов. Препринт ИТМО АН БССР № 3, Минск, 1982 г.

РАСЧЕТ ПАРЦИАЛЬНЫХ РАДИАЦИОННЫХ ШИРИН НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ В РАМКАХ ПОЛУКЛАССИЧЕСКОГО ПОДХОДА

Х.Станьчак, М.Пштула

(Институт физики Университета в Лодзи)

Используя полуклассический подход, рассчитали величины средних парциальных ширин нейтронных резонансов для переходов типа E1 в основное и первое возбужденное состояния широкого круга ядер. Полученные результаты сравниваются с литературными данными для около 40 ядер. Расчеты позволяют воспроизвести общую тенденцию изменения ширин по мере возрастания числа нейтронов в ядре, вместе с резкими увеличениями их значения для магических чисел нейтронов.

The semi-classical description has been used to calculate the values of average partial radiative widths for E1-transition to the ground and first excited states of many nuclei. The obtained results have been compared with experimental data for about 40 nuclei. The calculations permit to reproduce the general tendency in the dependence of widths on neutron number of the target nucleus with sharp maxima for magic neutron numbers.

Исследования реакций радиационного захвата медленных нейтронов и фотонейтронных реакций позволяют получить парциальные радиационные ширины переходов в низколежащие состояния конечного ядра. Анализ существующих данных для радиационных переходов типа E1 в основное и первое возбужденное состояния для около 40 ядер показывает, что радиационные ширины меняются на около 5 порядков величины, проявляя систематическую тенденцию уменьшения значений с ростом числа нейтронов в ядре, кроме области магического числа $N = 126$, где наблюдается сильный рост значения на 5 порядков по отношению к соседним ядрам.

В последнее время предпринята попытка применения экситонной модели для описания приведенных нейтронных ширин нейтронных резонансов [1,2,3], получено довольно разумное согласие вычисленных значений с экспериментальными во всей области массовых чисел.

В настоящем сообщении приводятся результаты расчетов радиационных парциальных ширин для переходов в основное и первое возбужденное состояния в рамках экситонной модели.

Такие переходы возможны лишь из одночастичной и части двухчастично-однодырочных конфигураций возбужденного состояния. Эти конфигурации являются благоприятствующими для упомянутых переходов. Ве-

роятность найти благоприятствующую конфигурацию в этом случае дается выражением

$$\eta \approx P_1 + \frac{4}{gU} P_2, \quad (1)$$

где P_1 и P_2 - вклады одночастичной и двухчастичной конфигураций - вычислены согласно [1]. Значение g (плотность одночастичных уровней в потенциальной яме) по Калбах [4] равно $A/13$ (МэВ^{-1}), а U является энергией возбуждения резонансного состояния. Для вычисления вероятностей внутриядерных переходов между конфигурациями применено "золотое правило"

$$\lambda_i^{\pm} = \frac{2g_i}{\hbar} \langle 1M | i^2 \rangle g_d^{\pm}(i), \quad (2)$$

где $\langle 1M | i^2 \rangle = K/UA^3$ и $K = 1000 \text{ МэВ}^3$, а $g_d^{\pm}(i)$ - плотность доступных в переходе конечных состояний.

Предполагая, что вероятность одночастичного радиационного перехода по Вайскопфу [5] дается формулой

$$\Gamma_{\gamma}^W(E1) = 0,068 \cdot A^{2/3} E_{\gamma}^3 \quad (3)$$

(где Γ_{γ} выражено в эВ, если E_{γ} дано в МэВ), получаем для радиационной ширины перехода в основное состояние

$$\Gamma_{\gamma 0}(E1) = \eta \cdot \Gamma_{\gamma}^W(E1). \quad (4)$$

Вероятность перехода в первое возбужденное состояние дается практически такой же формулой с учетом соответствующей энергии перехода.

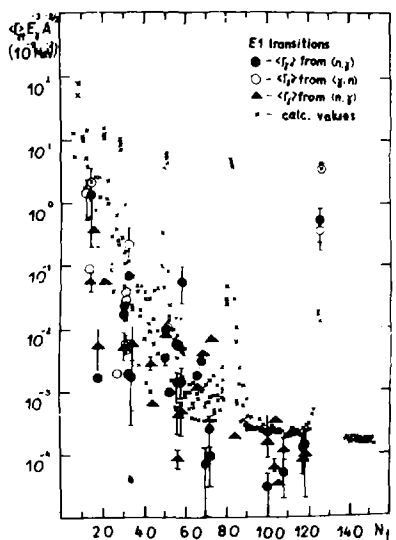
Результаты расчетов (показаны крестиками на рисунке) сравниваются с экспериментальными значениями приведенных парциальных ширин (кружки и треугольники).

Расчеты показывают систематическое падение значения радиационных ширин по мере увеличения числа нейтронов в ядре и одновременно резкие подъемы для магических чисел.

Предсказания экситонной модели в общем отражают наблюдаемому тенденцию изменения экспериментальных значений по мере увеличения числа нейтронов и довольно правильно описывают значение для магического числа $N = 126$. Однако для магического ядра ${}^{92}\text{Mo}$ вычисленное значение примерно на 3 порядка больше экспериментального. По поводу довольно грубых модельных предположений о ядре результаты вычислений

воспроизводят в основном только тенденции в изменении ширины с ростом числа нейтронов, но для отдельных ядер получаются довольно большие отклонения. С другой стороны, надо упомянуть, что экспериментальные данные являются не очень надежными, так как усреднение проведено, как правило, по очень скудному числу резонансов, что из-за флуктуирующей ширины приводит к оценкам, значительно отличающимся от действительного среднего значения.

Сравнение результатов расчета средних радиационных ширины нейтронных резонансов (крестики) с экспериментальными значениями для переходов типа E1 в основное (кружки) и первое возбужденное (треугольники) состояния



Список литературы

1. Przytuła M., Kaszmarczyk M. Proc. 2nd Inter. Symp. on the Neutron Induced Reactions, Smolenice, June 25-29, 1979, VEDA, Bratislava, 1980, p.263.
2. Przytuła M., Kaszmarczyk M. Proc. of the IX-th Inter.Symp. on the Interaction of Fast Neutrons with Nuclei, November 26-30, 1979, Gaussing (GDR), p.85.

3. Качмарик М., Шитула М. Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Ядерные константы, вып.3, т.42, 1981, с.90.
4. Kalbach C., Z.Physik, A 283 (1977), 401.
5. Weisskopf V.F. Phys.Rev., 83 (1951), 1073.

РЕАКЦИЯ $^{95}\text{Mo}(n, \alpha)$ НА ПРОМЕЖУТОЧНЫХ НЕЙТРОНАХ
И СРЕДНИЕ α -ШИРИНЫ δ - И ρ -РЕЗОНАНСОВ

В.А.Вторин, А.Жак, Ю.П.Попов, В.И.Салацкий, И.Чадраабал
(ОЯЯИ)

В.П.Вертебный, В.А.Долгов, А.Л.Кирилук
(ИЛИ АН УССР)

Измерены усредненные по резонансам сечения реакции $^{95}\text{Mo}(n, \alpha)$ при энергии нейтронов 2, 30 и 144 кэВ. На основе сечений делается оценка отношения приведенных α -ширин δ - и ρ -резонансов, которая оказалась не противоречащей статистической теории.

The averaged over resonances cross sections of the $^{95}\text{Mo}(n, \alpha)$ reaction are measured at neutron energies 2, 30 and 144 keV. The reduced α -widths of δ - and ρ -resonances are estimated on their basis and appeared to be in agreement with the statistical theory.

Интерес к реакции $^{95}\text{Mo}(n, \alpha)^{92}\text{Zr}$ обусловлен тем обстоятельством, что до сих пор исследования реакции (n, α) на резонансных нейтронах проводились, как правило, на ядрах, расположенных в области минимума ρ -волновой нейтронной силовой функции, и полученные данные [1, 2, 3] относятся к α -распаду δ -резонансов. В случае ^{95}Mo ρ -волновая силовая функция на порядок превышает δ -волновую, благодаря чему можно выделить вклад ρ -резонансов в усредненные по резонансам сечения реакции (n, α) , измеренные при разной энергии нейтронов. Усредненные сечения реакции $^{95}\text{Mo}(n, \alpha)$ определялись двумя методами: на фильтрованных скандием и кремнием пучках стационарного реактора (со средней энергией 2 и 144 кэВ соответственно) и на нейтронах со средней энергией 30 кэВ, получаемых из реакции $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}$.

Методы измерений на фильтрованных пучках нейтронов описаны в работах [1, 2, 3]. На рис. 1 показан экспериментальный спектр заряженных частиц, вылетающих из мишени ^{95}Mo , измеренный на фильтрованном скандием пучке. Пунктиром показан фон, измеренный в тех же условиях, когда в пучке находилась подложка мишени без ^{95}Mo . На вставке показан спектр α -частиц из реакции $^{95}\text{Mo}(n, \alpha)$, полученный после вычитания фона. Сплошная линия - расчетная форма α -спектра.

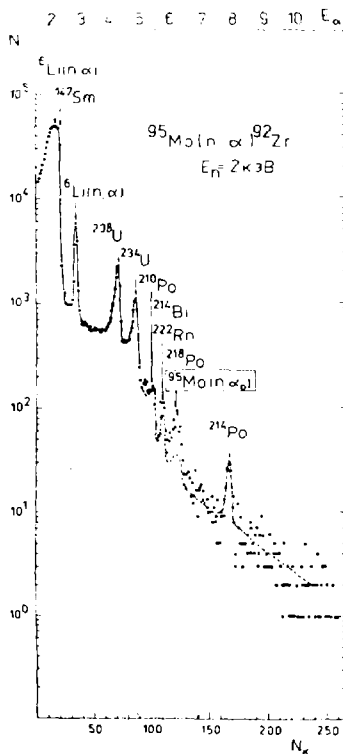


Рис. I

Полученные сечения приведены в таблице. Там же приведен предварительный результат, полученный на кремниевом фильтре.

Метод измерений реакции $^{95}\text{Mo}(n, \alpha)$ на нейтронах из реакции $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}$ подробно описан в работе [4]. На рис.2 показан экспериментальный спектр, полученный после вычитания фона. Пунктиром показана расчетная форма α -линии. Полученное сечение также приведено в таблице.

Среднее сечение реакции $^{95}\text{Mo}(n, \alpha)$, измеренное на скандиевом фильтре, интересно сравнить с данными реакции $^{95}\text{Mo}(n, \alpha)$, полученными в работе [5] по методу времени пролета. В этой работе реакция (n, α) была обнаружена в двух резонансах ^{95}Mo 1950 эВ и 2430 эВ, попадающих в "окно" скандиевого фильтра. В последней колонке таблицы приведено сечение (n, α) для скандиевого фильтра, обусловленное этими резонансами. Можно видеть, что полученное таким образом значение удовлетворительно согласуется с измеренным.

Таблица

$\langle E_n \rangle$ [кэВ]	ΔE_n [кэВ]	N_α	$\sigma_{n, \alpha}^{\text{экс}}$ [мкб]	$\sigma_{n, \alpha}^{\alpha}$ [5] [мкб]
2	0,6	750 ± 104	27 ± 5	13 ± 9
30	30	1655 ± 187	20 ± 4	21 ± 16
144	25	70 ± 30	6 ± 3	5 ± 4

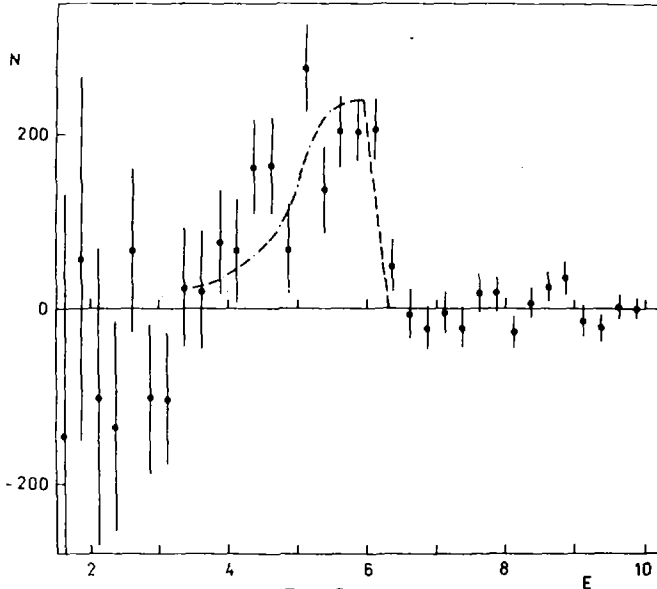


Рис. 2

Сопоставление сечения реакции $^{95}\text{Mo}(n, \alpha)$ при $\langle E_n \rangle = 30$ кэВ с данными работы [5] позволяет оценить отношение средних приведенных α -ширин распада s - и p -резонансов. Усредненное сечение реакции $\langle \sigma_{n, \alpha} \rangle$ с учетом s - и p -резонансов выражается в виде

$$\langle \sigma_{n, \alpha} \rangle = C_0 \langle \gamma_\alpha \rangle_s^2 + C_1 \langle \gamma_\alpha \rangle_p^2, \quad (I)$$

где
$$C_i = 2\pi \lambda^2 F_i(\tau) \sum_j \frac{g_j \langle \Gamma_n(j) \rangle \cdot 2 \sum_i P_{ei}}{\Omega_j \langle \Gamma(\tau) \rangle}.$$

Приведенная α -ширина s -нейтронных резонансов может быть получена из средней α -ширины, измеренной в работе [5].

$$\langle \gamma_\alpha \rangle_s^2 = \langle \Gamma_\alpha(j) \rangle_s / 2 \sum_s P_{es}. \quad (2)$$

Подставляя (2) в (I) и находя $\langle \gamma_\alpha \rangle_p^2$, получим отношение средних приведенных α -ширин s - и p -резонансов $R = \langle \gamma_\alpha \rangle_s^2 / \langle \gamma_\alpha \rangle_p^2$. Из величины сечений при энергии 30 и 144 кэВ получены значения $R_{(30)} = 0,98 \pm 0,67$ и $R_{(144)} = 1,37 \pm 1,09$, что согласуется с предсказаниями статистической теории.

Список литературы

1. Вертебный В.П. и др. - ОИЯИ, РЗ-11392, Дубна, 1978.
2. Анджеевски Ю. и др. - ОИЯИ, РЗ-13013, Дубна, 1980.
3. Анджеевски Ю. и др. - ОИЯИ, РЗ-80-779, Дубна, 1980.
4. Попов В.П. и др. - ОИЯИ, РЗ-82-774, Дубна, 1982.
5. Антонов А. и др. - ОИЯИ, РЗ-9815, Дубна, 1976.

ПРОВЕРКА НАЛИЧИЯ НЕСТАТИСТИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ ДЛЯ ПАРЦИАЛЬНЫХ
 α -ПЕРЕХОДОВ В РЕЗОНАНСАХ РЕАКЦИИ ${}^{67}\text{Zn}(n, \alpha){}^{64}\text{Ni}$

Ю.М.Гledenov, А.Жак, С.Маринова, М.Митриков, Т.М.Островная,
Ю.П.Попов, В.И.Салацкий

(ОИЯИ)

Приведены результаты измерений спектров α -частиц в отдельных резонансах ${}^{67}\text{Zn}$ и показано наличие в них α_0 -переходов.

The paper presents the results of measurements on α -particle spectra in some resonance of ${}^{67}\text{Zn}$. The presence of α_0 -transitions in them is indicated

Изучение спектров α -частиц из реакции ${}^{67}\text{Zn}(n, \alpha){}^{64}\text{Ni}$ на тепловых нейтронах в Гренобле [1] указало на отсутствие α -переходов в основном состоянии ${}^{64}\text{Ni}(\alpha_0)$ на уровне 10 мкб при наличии сильного α -перехода в первое возбужденное состояние дочернего ядра (α_1) с сечением 160 мкб. Этот результат удивителен с точки зрения наших прежних измерений полных α -ширин (без анализа по спектру α -частиц) резонансов с энергиями до 4 кэВ [2]. Если оба результата верны, то либо парциальные α_1 -ширины в исследованных резонансах в среднем более чем на порядок превышают α_0 -ширины (тогда как по статистической теории положение обратное: $\langle \Gamma_{\alpha_1} \rangle / \langle \Gamma_{\alpha_0} \rangle \approx 1/300$), либо имеется существенная деструктивная интерференция между резонансами в канале α_0 , понижающая в тепловой точке сечение $\sigma(\alpha_0)$ более чем на порядок.

В настоящей работе приведены результаты измерений спектров α -частиц в отдельных резонансах ${}^{67}\text{Zn}$. Измерения выполнены с помощью двухсекционной ионизационной камеры с сеткой, несколько модифицированной по сравнению с описанной в работе [3], на пучке нейтронов от импульсного реактора ИЕР-30 с разрешением 47 нс/м. Схема эксперимента приведена на рис.1. Мишень представляла собой слой ZnO толщиной 1,2 мг/см², нанесенный на алюминиевую подложку методом осаждения. Площадь мишени 630 см², обогащение по ${}^{67}\text{Zn}$ 91,6%. Параллельно с исследуемым изотопом проводилось измерение на тонкой литневой мишени, реакция ${}^6\text{Li}(n, t){}^4\text{He}$ использовалась в качестве опорной. Энергетическая калибровка спектра проводилась по α -пикам

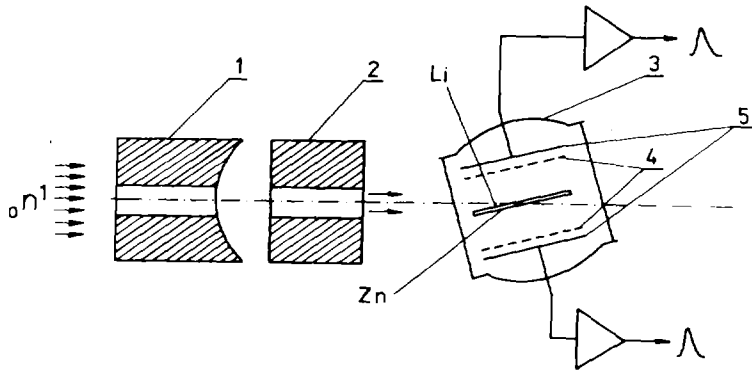


Рис.1. Схема эксперимента: 1 - нейтронвод; 2 - щелевой свинцовый коллиматор; 3 - двухсекционная ионизационная камера; 4 - сетки; 5 - коллекторы

с энергией 4,8 и 4,2 МэВ от уранового источника, который во время измерений с цинком был выведен из рабочего объема камеры (энергия α -переходов для ^{67}Zn : $E_{\alpha_0} = 4,6$ МэВ, $E_{\alpha_1} = 3,3$ МэВ). Двухмерная информация об энергии α -частиц и о времени пролета нейтронов записывалась на магнитную ленту измерительного модуля на базе мини-ЭВМ "Электроника 100-16И". Сортировка и обработка данных проводилась на ЭВМ СДС-6500.

В результате экспериментального исследования реакции $^{67}\text{Zn}(n, \alpha)^{64}\text{Ni}$ методом времени пролета получены энергетические спектры α -частиц во временных окнах, соответствующих резонансам ^{67}Zn . На рис.2 приведены также спектры для резонансов 1,546 и 3,789 кэВ, а на рис.3 - временной спектр выхода α -частиц в ампли-

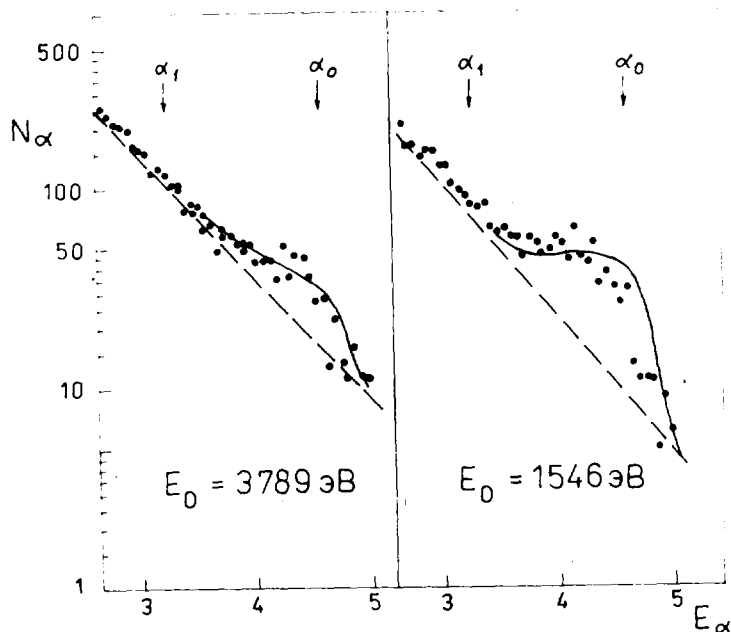


Рис.2. Амплитудные спектры резонансов: 1546 эВ - справа и 3789 эВ - слева. Пунктиром показан ход фона. E_α - в МэВ.

трийном окне, отвечающем только α_0 -переходам. Кривая на рис.2 - расчетный спектр α -частиц с энергией 4,6 МэВ, выходящих из толстой (1,2 мг/см²) мишени ZnO. Рис.2 и 3 убедительно показывает наличие в резонансах ⁶⁷Zn α_0 -переходов. Заметим, что согласно законам сохранения момента и четности при α -распаде переходы α_0 возможны только в резонансах с $J^\pi = 3^-$, а переходы α_1 - в обоих резонансах. В таблице приведены значения полученных парциальных α_0 -ширин, а также основанная на этом новая спиновая идентификация резонансов. Для сравнения в предпоследней колонке приведены полные α -ширины этих резонансов из работы [2], пересчитанные с учетом новых нейтронных параметров из атласа [4] и спинов, полученных нами. Видно, что данные по α -ширинам резонансов хорошо согласуются друг с другом и $\Gamma_\alpha^{\text{полн}} \approx \Gamma_{\alpha_0}$ для резонансов с $J^\pi = 3^-$.

Таблица

$E_0, \text{эВ}$	J^π		N_{α_0}	$\Gamma_{\alpha_0}, \text{мкэВ}$	$\Gamma_{\alpha}, \text{мкэВ}$	$\sigma_{n\alpha_0}^{\tau, \text{рез}}, \text{мкб}$
	[4]	наши данные				
223	2 ⁻	(3 ⁻)	50 \pm 27	1,6 \pm 0,9	1,9 \pm 0,3	
750	2 ⁻	3 ⁻	196 \pm 33	222 \pm 45	197 \pm 40	4
1546	3 ⁻	3 ⁻	721 \pm 51	634 \pm 82	680 \pm 300	137
2068,8	2 ⁻	3 ⁻	77 \pm 30	143 \pm 55	144 \pm 32	4
2469,3	3 ⁻	3 ⁻	62 \pm 28	135 \pm 62	96 \pm 26	17
3789	3 ⁻	3 ⁻	491 \pm 51	2393 \pm 365	2162 \pm 350	160
						$\sum \sigma_{n\alpha_0}^{\tau, \text{рез}} = 322$
						$\sigma_{n\alpha_0}^{\tau} [1] < 10$

В таблице приведено также сравнение вклада измеренных резонансов в тепловое сечение $\sigma_{n\alpha_0}^{\tau, \text{рез}}$ с экспериментальными величинами

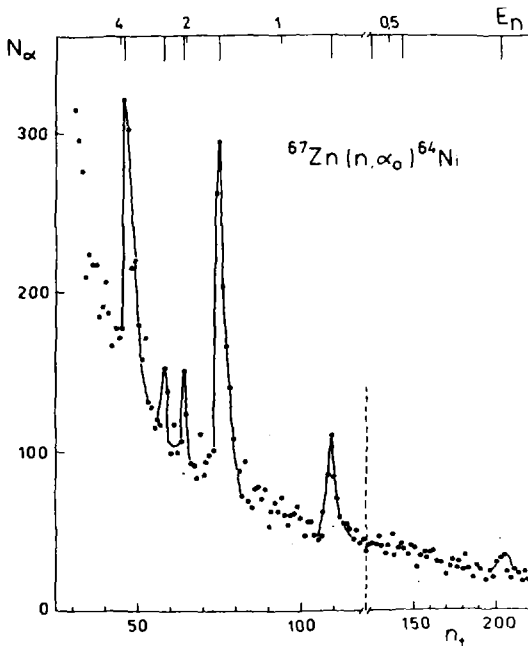


Рис.3. Временной спектр реакции $^{67}\text{Zn}(n, \alpha_0)^{64}\text{Ni}$ в амплитудном окне α_0 -перехода

$\sigma_{n\alpha_0}^r$, полученными в работе [1]. Видно, что имеется значительное разногласие относительно α_0 -перехода.

Наши данные о наличии в резонансах сильных α_0 -переходов снимают предположение о нарушении статистических закономерностей для переходов α_0 и α_1 в резонансах $^{67}\Sigma\pi$. Установить же окончательно, имеется ли сильный эффект деструктивной интерференции между уровнями в $^{67}\Sigma\pi$, можно будет только после экспериментальной проверки результатов работы [1] о величине $\sigma_{n\alpha_0}$ на тепловых нейтронах и, если они верны, выяснения поведения отношения $\sigma_{n\alpha_0}/\sigma_{n\alpha_1}$ в окрестностях тепловой точки.

Список литературы

1. Emsallem A. These, Lion, 1979; Asghar M., Emsallem A., In: Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy. Ed. by R.Chrien and W.Kane, Plenum Press, N.Y., 1979, p.549.
2. Антонов А. и др. - ЯЭ, 1978, т.27, с.18.
3. Попов Д.П. и др. - ЯЭ, 1971, т.13, с.913.
4. Neutron Cross Sections. BNL-325, 1981, v.1, 4Th ed.

АНАЛИЗ КОРРЕЛЯЦИИ ШИРИН S-НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ
64, 66, 68_{Zn}

В.А.Кнатько, Е.А.Щманович
(Институт физики АН БССР)

В рамках модели, используемой для описания нижних уровней ядра-продукта, исследуется роль высокоэнергетичных прямых гамма-переходов в корреляции между приведенными нейтронными ширинами и полными гамма-ширинами S-нейтронных резонансов изотопов Zn с A = 64, 66 и 68.

The role of high-energy primary gamma-transitions in correlation between reduced neutron widths and total gamma-widths of s-neutron resonances in isotopes Zn with A = 64, 66 and 68 was investigated in terms of the model used for the description of low-lying levels in the product-nucleus.

В [1] обнаружена статистически значимая корреляция между приведенными нейтронными ширинами Γ_{ni}° и полными гамма-ширинами Γ_{ji} S-нейтронных резонансов изотопов Zn с A = 64, 66, 68. Значения коэффициента линейной корреляции $r(\Gamma_{ni}^{\circ}, \Gamma_{ji})$ практически не меняются от изотопа к изотопу; $r(\Gamma_{ni}^{\circ}, \Gamma_{ji}) = 0,47 \pm 0,08$ (^{65}Zn); $0,59 \pm 0,10$ (^{67}Zn); $0,50 \pm 0,10$ (^{69}Zn); достоверность данных значений превышает 99,7%. В то же время число независимых каналов гамма-распада и, следовательно, число гамма-переходов, ответственных за отмеченный эффект, уменьшаются с ростом A: параметр числа степеней свободы ν распределения χ^2 -квадрат, которому подчиняются гамма-ширины Γ_{ji} , составляет 8,7; 6,2 и 2,2 для ^{65}Zn , ^{67}Zn и ^{69}Zn соответственно. Учитывая поведение коэффициента $r(\Gamma_{ni}^{\circ}, \Gamma_{ji})$ и параметра ν , интересно исследовать роль в корреляции ширин Γ_{ni}° и Γ_{ji} первичных гамма-переходов, заселяющих низковозбужденные p-уровни $^{65,67,69}\text{Zn}$, характеризующиеся относительно простой структурой.

С этой целью в настоящей работе рассчитывались усредненные по резонансам значения парциальных гамма-ширин Γ_{jif} , соответствующие высокоэнергетичным гамма-переходам, а также коэффициент корреляции между Γ_{ni}° и Γ_{jif} . При проведении расчетов используется процедура, описанная в [2]. Парциальная гамма-ширина представлялась в виде

$$\Gamma_{jif} = [(\Gamma_{jif}^{\nu})^{1/2} + \sum_{m,k} c_m^i a_k^f \Gamma_{mk}^{1/2}]^2 = [(\Gamma_{jif}^{\nu})^{1/2} + \sum_m c_m^i \Gamma_m^{1/2}]^2, \quad (I)$$

где $c_m^i(a_k^f)$ - коэффициенты разложения волновой функции резонансного (конечного) состояния по базисным конфигурациям модели; Γ_m - ширина резонанса относительно гамма-перехода из конфигурации m , более сложной, чем исходная. Валентный компонент гамма-ширины вычислялся с помощью выражения

$$\Gamma_{\gamma i f}^v = 1,05 E_{\gamma i f}^3 (Z/A)^2 (3/4\pi) \left(\frac{J_{i1} J_{f1}}{1/2 \ 0-1/2} \right)^2 I_{if}^2 \theta_{ni}^2 (2J_f+1) S_f, \quad (2)$$

где значения фактора S_f брались из [3,4]. Величина θ_{ni}^2 определялась из стандартного выражения $\theta_{ni}^2 = \Gamma_{ni} / 2kR_f (\hbar^2/MR^2)$, где множитель $f = 1,5$ (см. [5]) учитывает изменение коэффициента проницаемости, обусловленное диффузностью ядерного потенциала. Необходимые для расчета радиального интеграла I_{if} волновые функции одночастичных p -состояний и налетающего S -нейтрона рассчитывались в потенциале Саксона-Вудса с параметрами из [6].

Для заселенных p -уровней использовались волновые функции (коэффициенты a_k^f) модели "остов + квазичастичный кластер" [7]. Анализ проводился для гамма-переходов на 5 нижних p -уровней $^{65,67}\text{Zn}$. В случае ^{69}Zn модельное описание затруднено из-за отсутствия надежных экспериментальных данных по p -уровням, поэтому расчеты ограничивались гамма-переходами на основное состояние $1/2^-$, первый возбужденный p -уровень 0,835 МэВ и уровень 1,007 МэВ, который не обнаружен в реакции (d,p) , но наиболее сильно заселяется прямыми переходами в реакции (n,γ) на тепловых нейтронах (см. [8]).

В соответствии со структурой заселяемых уровней в волновых функциях резонансов учитывались конфигурации "квадруольный фюон + квазичастичный кластер" (см., например, [9]), энергия которых E_m полагалась равной $NE_2 + E_q$, где N - число фюонов, E_2 - энергия фюона, E_q - энергия квазичастичного возбуждения. Коэффициенты c_m^i определялись из выражения

$$c_m^i = b_m^i [\langle \theta_{ni}^2 \rangle d_m^i]^{1/2}, \quad (3)$$

где b_m^i - случайная величина, подчиняющаяся стандартному нормальному распределению. Множитель d_m^i , учитывающий отличие вкладов различных конфигураций резонансов [здесь, как и в [2], используется энергетическая зависимость (с c_m^i)² лоренцева вида] определялся как

$$d_m^i = [1 + 4(E_i - E_s)^2 / W_s^2] (W_s / W_m) [1 + 4(E_i - E_m)^2 / W_m^2]^{-1}, \quad (4)$$

где E_i - энергия резонанса; $E_s(W_s)$ - энергия (ширина распределения)

состояния $3S_{1/2}$; W_m - ширина распределения вклада конфигурации m по резонансным состояниям.

С целью учета влияния неопределенности в выборе энергии конфигурации и ширины распределения значения E_m , W_S и W_m варьировались случайным образом в диапазонах $E_m \pm 0,5$ МэВ, $W_S^0 \pm 0,5$ МэВ и $W_m^0 \pm 0,5$ МэВ, где для W_S^0 использовалась оценка 2 МэВ, для конфигураций с $N = 0$ значения W_m^0 полагались равными 0,3 МэВ, а с $N = 1$ и $2 - 1,5$ МэВ. Вычисления проводились для 100 наборов парциальных гамма-ширин, для каждого из которых генерировались свои значения E_m , W_S и W_m . Усредненные по 100 наборам значения корреляционного коэффициента и парциальных гамма-ширин приведены в таблице.

Как видно из результатов, рассчитанные усредненные парциальные гамма-ширины $\bar{\Gamma}_{\gamma i f}$ не обнаруживают пропорциональности спектроскопическим факторам заселяемых уровней, которой следует ожидать в случае доминирующего вклада валентного захвата. С точки зрения поведения значений $\bar{\Gamma}_{\gamma i f}$ данные из [8], указывающие на отсутствие корреляции между приведенными вероятностями прямых гамма-переходов из реакции ${}^{64,66,68}\text{Zn}(n, \gamma)$ на тепловых нейтронах и спектроскопическими факторами конечных p -уровней ядра-продукта, могут рассматриваться как естественный результат проявления флуктуаций парциальных гамма-ширин, обусловленных особенностями поведения вкладов конфигураций, ответственных за высокоэнергетичные гамма-переходы.

Результаты расчетов $\bar{\Gamma}_{\gamma i f}$ показывают, что вклад рассматриваемых гамма-переходов в среднюю экспериментальную ширину резонансов $\langle \Gamma_{\gamma i} \rangle$ увеличивается с ростом A (для ${}^{65}\text{Zn}$, ${}^{67}\text{Zn}$ и ${}^{69}\text{Zn}$ он составляет 27, 53 и 61% соответственно), что согласуется с поведением параметра ν для распределения $\Gamma_{\gamma i}$.

С ростом вклада суммы $\sum_f \bar{\Gamma}_{\gamma i f}$ (здесь P - число рассматриваемых переходов) в $\langle \Gamma_{\gamma i} \rangle$ значение коэффициента корреляции $r(\Gamma_{ni}^0, \sum_f \bar{\Gamma}_{\gamma i f})$ должно приближаться к значению коэффициента $r(\Gamma_{ni}^0, \Gamma_{\gamma i})$. Полученные значения $r(\Gamma_{ni}^0, \sum_f \bar{\Gamma}_{\gamma i f})$ обнаруживают предполагаемое свойство: $r(\Gamma_{ni}^0, \sum_f \bar{\Gamma}_{\gamma i f}) = 0,71$ (${}^{65}\text{Zn}$); $0,65$ (${}^{67}\text{Zn}$); $0,53$ (${}^{69}\text{Zn}$). Приведенные результаты позволяют, таким образом, качественно объяснить наблюдаемый эффект корреляции ширин Γ_{ni}^0 и $\Gamma_{\gamma i}$ для S -нейтронных резонансов ${}^{64,66,68}\text{Zn}$.

Результаты анализа теоретических парциальных
гамма-ширин

$${}^{64}\text{Zn}(n, \gamma){}^{65}\text{Zn} : K = 32; \langle \Gamma_{\gamma i} \rangle = 726 \pm 60 \text{ } \mu \text{ эВ}$$

E, МэВ	J_f	S_f	$\bar{\Gamma}_{\gamma i f}$ ($\mu \text{ эВ}$)	\bar{r} ($\Gamma_{\gamma i}, \Gamma_{\gamma i f}$)
0,054	1/2	0,36	36,3 (12,2)	0,60 (0,11)
0,114	3/2	0,34	54,4 (13,6)	0,62 (0,10)
0,205	3/2	0,02	30,0 (10,4)	0,07 (0,16)
0,865	1/2	0,36	33,1 (11,0)	0,45 (0,12)
0,908	3/2	0,05	43,2 (13,5)	0,10 (0,15)

$${}^{66}\text{Zn}(n, \gamma){}^{67}\text{Zn} : K = 28; \langle \Gamma_{\gamma i} \rangle = 390 \pm 60 \text{ } \mu \text{ эВ}$$

E, МэВ	J_f	S_f	$\bar{\Gamma}_{\gamma i f}$ ($\mu \text{ эВ}$)	\bar{r} ($\Gamma_{\gamma i}, \Gamma_{\gamma i f}$)
0,093	1/2	0,55	46,6 (10,0)	0,71 (0,09)
0,104	3/2	0,02	33,3 (12,1)	0,06 (0,14)
0,394	3/2	0,26	62,6 (13,4)	0,42 (0,12)
0,888	3/2	0,01*	26,8 (9,4)	0,04 (0,16)
1,142	1/2	0,13	38,3 (11,2)	0,18 (0,13)

$${}^{68}\text{Zn}(n, \gamma){}^{69}\text{Zn} : K = 22; \langle \Gamma_{\gamma i} \rangle = 302 \pm 60 \text{ } \mu \text{ эВ}$$

E, МэВ	J_f	S_f	$\bar{\Gamma}_{\gamma i f}$ ($\mu \text{ эВ}$)	\bar{r} ($\Gamma_{\gamma i}, \Gamma_{\gamma i f}$)
0	1/2	0,59	67,0 (12,9)	0,74 (0,08)
0,832	3/2	0,15	82,4 (16,4)	0,21 (0,15)
1,007	3/2	0,01*	34,1 (11,7)	0,03 (0,18)

Примечание. K — число резонансов; звездочкой отмечены значения S_f , приписанные уровням, не обнаруженным в реакции (α, p). В скобках даны среднеквадратичные отклонения, рассчитанные по 100 наборам из K резонансов.

Помимо отмеченных расчетов, был проведен анализ корреляции теоретических парциальных гамма-ширин. Согласно результатам, коэффициент корреляции $T_{ff'} = [2/n(n-1)] \sum_{ff'} r(\Gamma_{\gamma i f}, \Gamma_{\gamma i f'})$ равен 0,20 (${}^{65}\text{Zn}$); 0,22 (${}^{67}\text{Zn}$); 0,27 (${}^{69}\text{Zn}$); достоверность значений $T_{ff'}$ превышает 99%. Данные результаты предполагают наличие корреляции между парциальными гамма-ширинами.

В заключение отметим, что анализ полученных результатов требует сравнения с экспериментальными данными, в связи с чем представляет интерес измерение гамма-спектров рассмотренных резонансов.

Список литературы

1. Garg J.V. et al. - *Phys.Rev.*, 1981, v. C23, p.683; 1981, v. C24, p.1922; 1982, v. C25, p.1808.
2. Кнатько В.А., Шиманович Е.А. - *Изв. АН СССР, серия физ.*, 1982, т.46, с.187.
3. Von Ehrenstein D., Schiffer J.P. - *Phys.Rev.*, 1967, v.164, p.1374.
4. Weiszak J.A., Thomson J.A. - *Nucl.Phys.*, 1981, v. A359, p.169.
5. Mughabghab S.F. e.a. - *Neutron Cross Sections*, v.1, Part. A, New-York - London, Acad. Press, 1981, p.69.
6. Казача Г.С. - *Препринт ОИЯИ № II - 9462*, Дубна, 1978.
7. Allart K. e.a. - *Nucl.Phys.*, 1981, v. A366, p.384.
8. Барчук И.Ф. и др. - *ЯФ*, 1970, т.II, вып.5, с.934.
9. Мурзин А.В., Коломиц В.М. - *ЯФ*, 1973, т.I8, вып.3, с.479.

ОЦЕНКА ЭФФЕКТОВ ФЛУКТУАЦИЙ НЕЙТРОННЫХ ШИРИН И
МЕЖУРОВНЕВЫХ РАССТОЯНИЙ ПРИ РАСЧЕТЕ ГРУППОВЫХ
ФУНКЦИОНАЛОВ СЕЧЕНИЙ

А. В. Комаров

(ФЭИ)

Рассматривается влияние флуктуаций нейтронных ширин и межуровневых расстояний в резонансных сечениях упругого рассеяния при расчете пропусканий и факторов самозранивания. Методом Монте-Карло оценены погрешности использования средних резонансных параметров

Influence of neutron width and between level distances fluctuations in resonance elastic scattering cross sections are considered in transmission and selfshielding calculation. By the Monte-Carlo method errors of using average resonance parameters are evaluated

Использование средних резонансных параметров в моделировании энергетической структуры сечений взаимодействия нейтрона с ядром в области неразрешенных уровней обычно предполагает замену нейтронных ширин Γ_λ и расстояний между пиками резонансов \mathcal{D}_λ на средние по распределениям $\bar{\Gamma}$ и $\bar{\mathcal{D}}$ в интервале усреднения. Такая замена ставит вопрос о погрешностях, вносимых флуктуациями нейтронных ширин и межуровневых расстояний в расчет различных функционалов сечений. В данной работе оценка этой погрешности проводится для модели сечения упругого рассеяния, соответствующей приближению одинаковых эквидистантных резонансов и отражающей основные качественные особенности энергетической структуры реальных сечений [1, 2].

В простейшем случае одноканального рассеяния S -нейтронов на четно-четном ядре сечение определяется функцией столкновений, которую можно представить в виде [1]

$$S_{nn} = \exp(-2i\varphi)(k+i)/(k-i),$$

где

$$2k^{-1} = \sum_{\lambda=-\infty}^{\infty} \frac{\Gamma_\lambda}{E_\lambda - E} = \sum_{\lambda=-\infty}^{\infty} \frac{\Gamma_\lambda}{E_0 + \lambda \mathcal{D}_\lambda - E}; \quad (1)$$

φ - фаза интерференции резонансного и потенциального рассеяний;
 E_0 - энергия ближайшего к E резонанса.

Полное сечение взаимодействия σ определяется как

$$\sigma(E) = \sigma_m + \frac{2\pi}{k^2} g (1 - \text{Re } S_{in}) = \sigma_m + \sigma_0 \sin^2 \varphi + \sigma_0 \frac{\cos 2\varphi - \chi \sin 2\varphi}{1 + \chi^2}, \quad (2)$$

где σ_m - сечение в минимуме, а $\sigma_M = \sigma_0 + \sigma_m$ - сечение в максимуме резонанса. В предположении $\Gamma_\lambda = \bar{\Gamma}$ и $\mathcal{D}_\lambda = \bar{\mathcal{D}}$ ряд (1) вычисляется непосредственно: $\chi = \text{tg } z / s$ ($z = \frac{\pi(E_0 - E)}{\mathcal{D}}$, $s = \frac{\pi\bar{\Gamma}}{2\mathcal{D}}$ - силовая функция) и сечение (2) имеет вид

$$\sigma(E) = \sigma_m + \sigma_0 \frac{(s \cos \varphi - \text{tg } z \sin \varphi)^2}{s^2 + \text{tg}^2 z} \quad (3)$$

Использование сечения (3) приводит к аналитическим формулам для вычисления прямых и обратных моментов сечений $\langle \sigma \rangle$, $\langle \sigma^{-2} \rangle$, $\langle \frac{1}{\sigma} \rangle$, $\langle \frac{1}{\sigma^2} \rangle$, факторов самоэкранирования по полному сечению f_σ , пропусканий $\langle \exp(-n\sigma) \rangle$ [2-4].

Оценка флуктуационных погрешностей замены Γ_λ на $\bar{\Gamma}$ и \mathcal{D}_λ на $\bar{\mathcal{D}}$ проводилась ранее в основном для средних сечений $\langle \sigma \rangle$ (см., например, [5]), в настоящей работе эта оценка сделана для пропусканий, моментов сечения и факторов самоэкранирования. Для проверки влияния флуктуационных эффектов на ЭВМ БЭСМ-6 моделировалось полное сечение σ (2), при этом для ряда (1) проводился розыгрыш нейтронных ширин Γ_λ и межуровневых расстояний \mathcal{D}_λ методом Монте-Карло [3].

Для плотности распределения межуровневых расстояний \mathcal{D}_λ был взят закон Вигнера [6], а для приведенных нейтронных ширин Γ_λ - закон Портера-Томаса [7]. В программе, подробно описанной в [3], сравнивались функционалы, полученные аналитическим расчетом с использованием для сечения формулы (3), с соответствующими значениями функционалов от (2), вычисленными непосредственным интегрированием, где χ рассчитывался по (1) со случайными значениями Γ_λ , \mathcal{D}_λ . В отсутствие флуктуационных эффектов результаты двух расчетов были идентичны. Статистические испытания проводились для 3 вариантов: 1) $\Gamma_\lambda = \bar{\Gamma}$, \mathcal{D}_λ - флуктуирует; 2) $\mathcal{D}_\lambda = \bar{\mathcal{D}}$, Γ_λ - флуктуирует; 3) Γ_λ и \mathcal{D}_λ - флуктуируют. Влияние флуктуационных эффектов на расчет реакторных функционалов сечений рассматривается в работе для: 1) изолированных резонансов ($S = 0, 01$); 2) резонансов 3-й группы железа 26-групповой системы констант БНАБ-78 ($S \approx 0, 1$) 2-4; 3) перекрывающихся резонансов ($S' = 1$); 4) сильноперекрывающихся резонансов ($S' = 3$). Для параметров формул (2), (3) в 1, 3, 4-м случаях было взято $\sigma_m = 1$ барн, $\sigma_0 = 20$ барн, для 1-го случая было взято $\varphi = 0$, для 4-го $-\varphi = 1$

(для 3-го случая значение γ несущественно [2,4]), что является аналогом некоторым реальным разностным структурам.

В табл. I представлены значения средних сечений и пропусков на единичной толщине $n = 1$ барн⁻¹ для различных вариантов статистических испытаний и различных S при 15000 усредняемых в энергетическом интервале резонансов.

Таблица I

S	$\langle \bar{\sigma} \rangle, \delta$				T(n, S) при $n = 1 \delta^{-1}$			
	$\bar{\sigma}_1 = \bar{\sigma}$	$\bar{\sigma}_\lambda - \varphi$	$\bar{\sigma}_\lambda = \bar{\sigma}$	$\bar{\sigma}_\lambda - \varphi$	$\bar{\sigma}_1 = \bar{\sigma}$	$\bar{\sigma}_\lambda - \varphi$	$\bar{\sigma}_\lambda = \bar{\sigma}$	$\bar{\sigma}_\lambda - \varphi$
	$\bar{\sigma}_\lambda = \bar{\sigma}$	$\bar{\sigma}_1 = \bar{\sigma}$	$\bar{\sigma}_\lambda - \varphi$	$\bar{\sigma}_\lambda - \varphi$	$\bar{\sigma}_\lambda = \bar{\sigma}$	$\bar{\sigma}_1 = \bar{\sigma}$	$\bar{\sigma}_\lambda - \varphi$	$\bar{\sigma}_\lambda - \varphi$
0,01	1,20	1,19	1,17	1,17	0,35	0,35	0,35	0,35
0,1	4,21	4,21	4,21	4,21	0,103	0,103	0,100	0,101
1	11,0	10,9	11,1	10,8	0,047	0,048	0,045	0,051
3	8,92	8,90	9,05	8,95	0,047	0,047	0,046	0,047

Аналогичные результаты для функционалов $\langle \frac{1}{\bar{\sigma}} \rangle$, $\langle \frac{1}{\bar{\sigma}^2} \rangle$, которые определяют факторы резонансного самоэкранирования по полному сечению f_t и рассеянию f_e представлены в табл. 2; флуктуационные погрешности для f_t ввиду того, что при их вычислении моменты $\langle \frac{1}{\bar{\sigma}} \rangle$ и $\langle \frac{1}{\bar{\sigma}^2} \rangle$ берутся в отношении, будут меньшими.

Таблица 2

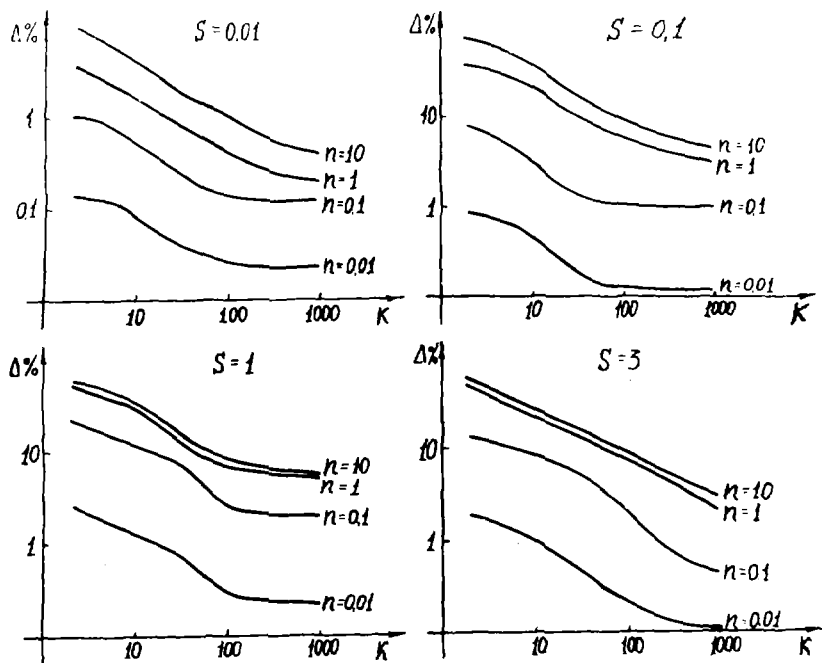
S	$\langle \frac{1}{\bar{\sigma}} \rangle, \delta^{-1}$				$\langle \frac{1}{\bar{\sigma}^2} \rangle, \delta^{-2}$			
	$\bar{\sigma}_1 = \bar{\sigma}$	$\bar{\sigma}_\lambda - \varphi$	$\bar{\sigma}_\lambda = \bar{\sigma}$	$\bar{\sigma}_\lambda - \varphi$	$\bar{\sigma}_1 = \bar{\sigma}$	$\bar{\sigma}_\lambda - \varphi$	$\bar{\sigma}_\lambda = \bar{\sigma}$	$\bar{\sigma}_\lambda - \varphi$
	$\bar{\sigma}_\lambda = \bar{\sigma}$	$\bar{\sigma}_1 = \bar{\sigma}$	$\bar{\sigma}_\lambda - \varphi$	$\bar{\sigma}_\lambda - \varphi$	$\bar{\sigma}_\lambda = \bar{\sigma}$	$\bar{\sigma}_1 = \bar{\sigma}$	$\bar{\sigma}_\lambda - \varphi$	$\bar{\sigma}_\lambda - \varphi$
0,01	0,958	0,958	0,959	0,959	0,937	0,937	0,938	0,938
0,1	0,437	0,437	0,433	0,434	0,377	0,376	0,369	0,370
1	0,218	0,222	0,212	0,229	0,114	0,117	0,109	0,123
3	0,234	0,237	0,231	0,235	0,115	0,117	0,113	0,116

Из табл. I, 2 видно, что погрешности, вносимые в расчет средних по энергии функционалов сечений флуктуациями $\bar{\sigma}_\lambda$ для $S \ll 1$ значительно меньше соответствующих погрешностей, обусловленных флуктуациями $\bar{\sigma}_1$, что совпадает с результатом [5] для $\langle \bar{\sigma} \rangle$. В случае перекрывающихся резонансов погрешности от флуктуаций $\bar{\sigma}_\lambda$ становятся заметными.

Погрешности, обусловленные флуктуационными эффектами при усреднении малого числа резонансов могут быть существенно выше погрешностей усреднения большого числа резонансов. Для их оценки в случае $\bar{\sigma}_\lambda$ и $\bar{\sigma}_\lambda$, одновременно флуктуирующих, были рассчитаны величины

$$\Delta = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \left| \frac{\frac{1}{K} \sum_{\lambda=1}^K f_{\lambda j} - \bar{f}}{\bar{f}} \right| \cdot 100\%, \quad (4)$$

где K - число рассматриваемых резонансов; N - число статистических испытаний; $f_{\lambda j}$ - значения функционалов сечений при случайных значениях Γ_{λ} и \mathcal{D}_{λ} в j -м статистическом испытании; \bar{f} - соответствующие значения функционалов, рассчитанные с использованием сечения (3). Погрешности (4) были посчитаны для различных K (включая $K=1000$) при $N=30$.



На рисунке показано изменение погрешности (4) в процентах в зависимости от числа усредняемых резонансов K для пропусканий на различных толщинах n . Кривые (4) дают лишь верхнюю оценку погрешностей флукутационных эффектов в расчете групповых функционалов сечений. Если средние резонансные параметры получены из анализа экспериментальных данных по пропусканию, то они будут эффективным образом учитывать флукутации Γ_{λ} и \mathcal{D}_{λ} , и погрешности расчета пропусканий, как и других функционалов сечений, при малом числе усредняемых резонансов будут существенно ниже, чем следует из рисунка [2-4]. Как показывают результаты работы, в случае большого числа усредняемых

резонансов флуктуационные эффекты становятся незначительными. Применение средних по распределениям нейтронных ширин и межуровневых расстояний резонансных параметров наиболее оправдано в области неразрешенных резонансов, где флуктуационные эффекты невелики.

Список литературы

1. Лукьянов А.А. Структура нейтронных сечений. М., Атомиздат, 1978.
2. Комаров А.В., Лукьянов А.А. - Атомная энергия, 1982, т. 53, вып. 6, с. 392.
3. Комаров А.В., Андросенко П.А. Препринт ФЭИ-1369, Обнинск, 1983.
4. Комаров А.В., Лукьянов А.А. - Вопросы атомной науки и техники, сер. Ядерные константы. М., 3(42), с. 3, 1981.
5. Ночоселов Г.М., Коломиец В.М. Изв. АН СССР, сер. физ., т. 45, с. 160, 1981.
6. Wigner E. P. Ann. Math. 67, 325(1958); 62, 548(1959); 65, 203(1956).
7. Porter C., Thomas. Phys. Rev., 104, 483(1956).

ПОИСК НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ ИЗОМЕРА ЕВРОПИЯ-152

($T_{1/2}=9,3$ ч)

В.А.Шпенячий, В.П.Вертебный, Е.А.Грицай, П.Н.Ворона,
В.Г.Кривенко

(ИЯИ АН УССР)

Сделана попытка исследовать нейтронные резонансы изомера европия-152 с периодом полураспада 9,3 ч в энергетической области 0+2 эВ. Можно предполагать существование весьма сильных резонансов при энергиях: 0,039; 0,62; 1,37 эВ. Выводы носят предварительный характер, так как наблюдаемые эффекты малы.

An attempt was undertaken to study the neutron resonances of isomeric state of ^{152}Eu with $T_{1/2} = 9,3$ h in energy range of 0+2 eV. It is possible to suppose the existence of strong isomer neutron resonances at energies 0,039; 0,62; 1,37 eV. These conclusions are preliminary as the observed effects are small.

На реакторе ВВР-М ИЯИ АН УССР проведен ряд экспериментов по изучению взаимодействия медленных нейтронов с энергией выше 0,6 эВ с радиоактивным ядром европия-152, находящимся в изомерном состоянии с периодом полураспада 9,3 ч. Ранее нами были проведены измерения по определению полного сечения и сечения захвата для этого ядра в тепловой области энергий [1,2,3].

Накопление ядер ^{152m}Eu происходило в течение суток во время облучения в изотопном канале реакторе образца европия-151. Флюэнс тепловых нейтронов определялся с помощью активации образцов кобальта-59 с точностью 3%. Измерения пропускания образца проводились по методу времени пролета. Использовалась система двух детекторов, которые были установлены на разных пролетных базах (26,7±0,3 м и 69,47±0,08 м) и работала одновременно.

Было проведено два облучения, характеристики которых, а также расчетные концентрации изотопов после облучения приведены в табл. I. Расчет проводился при коэффициенте самоэкранирования 0,6. Концентрация ^{151}Eu в образце была определена по пропусканию в области энергий нейтронов 0,5+2,5 эВ; она оказалась равной $(6,0\pm 0,25)\cdot 10^{20}$ см⁻². После второго облучения в результате обработки пропусканий, полученных с помощью детектора на базе 69,47 м, был выявлен резонанс при 8,02 эВ, принадлежащий ^{152}Sm - дочернему продукту распада изомера ев-

ропия-152. Экспериментальная оценка концентрации ядер ^{152}Sm по результатам всех измерений после второго облучения равна $(1,37 \pm \pm 0,27) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$, что согласуется с расчетом накопления изотопа в образце (табл. I).

Таблица I

Данные об облучении и концентрации изотопов в образце

Облучение:	$\Phi_{\text{th}},$ 10^{17} н/см^2	$t_{\text{обл}},$ ч	Количество $\times 10^{18} \text{ см}^{-2}$			
			^{151}Eu	$^{152}\text{G}_{\text{Eu}}$	$^{152\text{m}}\text{Eu}$	^{152}Sm
I	1,74	24,52	611,0	4,3	0,78	0,41
II	3,19	24,83	600,0	12,0	1,36	1,14

Пропускания, полученные за первые и за вторые 10 ч после облучения сравнивались с пропусканьем образца, когда изомер европия-152 распался. Тщательное сравнение упомянутых пропусканний, полученных детектором на базе 69,47 м, показало, что все наблюдаемые изменения в пропусканнии можно объяснить статистическим разбросом отсчетов во временных каналах. Такое же положение и для детектора на базе 26,7 м для энергий нейтронов выше 3 эВ. В области энергии 0,6+2,2 эВ мы наблюдаем изменение пропусканния после распада изомера, правда, эти отклонения лежат в области двойных стандартных отклонений, но им подвержены несколько идущих подряд каналов в области энергий 1,45+1,25 эВ (200-212 каналы) и в 0,7+0,5 эВ (290-320 каналы).

На рис. 1А показаны пропускания европия-151 в области 0,6+2,2 эВ для детектора на базе 26,7 м (ширина канала временного анализатора 8 мкс): светлые кружки - пропусканние за первые 10 ч после облучения, темные кружки - пропусканние образца, когда изомер европия-152 распался.

Доказательством того, что наблюдаемые "посветления" образца в упомянутых выше областях соответствуют резонансам $^{152\text{m}}\text{Eu}$, является прямая зависимость этого эффекта от концентрации европия-152 в образце. Отношение пропусканния радиоактивного образца сразу после облучения к пропусканнию образца, когда изомер распался, есть пропусканние нейтронов ядрами $^{152\text{m}}\text{Eu}$. На рис. 1Б показана энергетическая зависимость усредненного по 20 каналам пропусканния изомера европия-152 ($T_{I/2} = 9,3 \text{ ч}$) за первые 10 ч после I облучения (крестики), первые (сплошная линия), вторые (черные кружки) и третьи (светлые кружки) 10 ч после II облучения. Пропусканние за третьи 10 ч служит "фоновым"

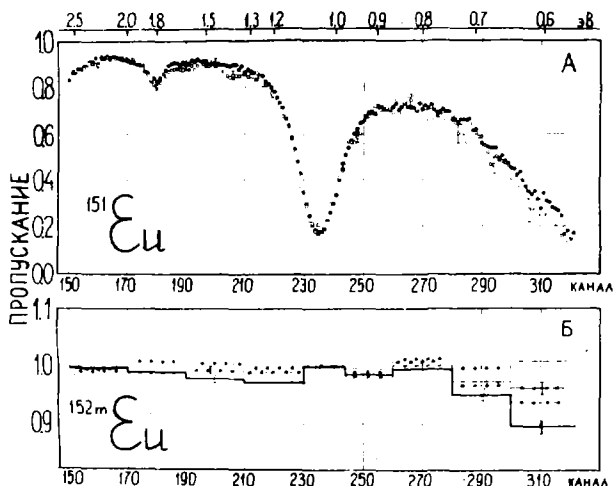


Рис. 1А. Пропускание образца ^{151}Eu после облучения: светлые кружки - пропускание за первые 10 ч после облучения, темные кружки - пропускание образца, когда изомер европия-152 распался. Б. Энергетическая зависимость усредненного по 20 каналам пропускания изомера европия-152 в различные моменты времени (см. текст)

измерением, когда изомер $^{152\text{m}}\text{Eu}$ почти полностью распался. Усреднение по 20 каналам позволило поднять статистическую точность и, таким образом, выделить эффект, приписываемый распаду изомера европия-152. Как видно на рис. 1А, этот эффект незначительный; так, во II облучении для первых 10 ч измерений $\mu\sigma$ образца меняется на $0,05 \pm 0,02$ в области 210 канала и на $0,10 \pm 0,04$ в области 300 канала.

Сравнение расчетного пропускания с концентрацией $6,0 \cdot 10^{20}$ яд. $^{151}\text{Eu}/\text{см}^2$ с пропусканием образца, когда изомер распался, дает превосходное согласие, кроме двух областей: 1,9 эВ и $0,8 \pm 0,9$ эВ. Согласно проведенным ранее у нас измерениям ^{152}Eu [4], в этих областях энергий находятся наиболее сильные резонансы ^{152}Eu ($T_{1/2} = 13$ лет); $E = 0,884 \pm 0,001$ эВ; $g\Gamma_n^0 = 0,114 \pm 0,020$ МэВ; $\Gamma_\gamma = 122 \pm 4$ МэВ; $E = 1,887 \pm 0,003$ эВ; $g\Gamma_n^0 = 0,200 \pm 0,006$ МэВ; $\Gamma_\gamma = 197 \pm 8$ МэВ. При концентрациях, указанных в табл. I, для этих резонансов $\mu\sigma \approx 0,03$, что и соответствует наблюдаемым отклонениям пропускания от расчетного. Учитывая концентрации ядер европия-152 в основном и в изомерном состояниях (табл. I), можно предположить, что резонансы $^{152\text{m}}\text{Eu}$ должны быть в 10 раз сильнее резонансов ^{152}Eu . Статистическая точность

не позволяет достаточно ясно увидеть энергетическую зависимость сечения, но можно с уверенностью утверждать, согласно рис.1Б, что наблюдается резкое увеличение сечения в области 0,7 эВ. Это может быть связано: а) с резонансом в этой области энергии; б) со значительным по силе резонансом в тепловой области энергии, который вносит в рассматриваемую область существенный вклад. Анализируя сечения в тепловой области энергии [2,3] и результаты этой работы, мы пришли к выводу, что в области энергии от 0,013 эВ до 2,0 эВ наблюдаются три резонанса изомера европия-152 при 0,039 эВ; 0,62 эВ и 1,37 эВ.

Обработка двух последних резонансов проходила при усреднении наблюдаемых пропусканий (рис.1А) по три канала. Значения сечений, полученные из таких усреднений, показаны на рис.2 черными точками, статистическая точность которых оценивается в 30-40%. Светлые точки на рис.2 представляют наши результаты в тепловой области [2,3].

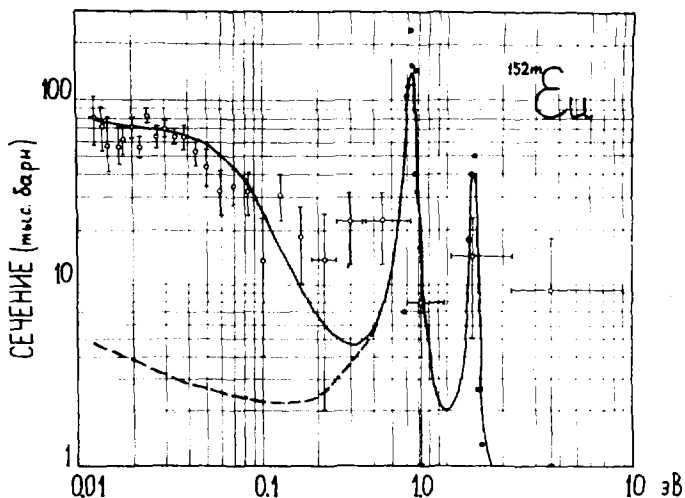


Рис.2. Энергетическая зависимость полного сечения ^{152m}Eu ($T_{1/2} = 9,3$ ч) для нейтронов с энергией $0,01+10$ эВ: $\circ\circ\circ$ - экспериментальные результаты сечений в тепловой области энергии [2,3] (разрешение 30 мкс/м); $\bullet\bullet\bullet$ - экспериментальные результаты вышеописанных измерений (разрешение 1 мкс/м)

На некоторых из них отмечено энергетическое разрешение. Сплошная кривая на рис.2 – расчет сечения изомера ^{152m}Eu по резонансным параметрам табл.2. Прерывистой линией показан вклад двух резонансов в районе 1 эВ в тепловую область энергий.

Таблица 2

Оценка параметров резонансов ^{152m}Eu

Е, эВ	Γ_n , МэВ	Γ_γ , МэВ	Примечание
$0,039 \pm 0,004$	$0,37 \pm 0,070$	83 ± 18	Обработка методом формы Принятое значение
$0,62 \pm 0,02$	$4,0 \pm 1,7$	(80)	
$1,37 \pm 0,03$	$2,0 \pm 0,7$	(80)	

Проведенный анализ указывает на существование сильных нейтронных резонансов изомера европия-152. Это, в свою очередь, приводит к аномально большой силовой функции для этого ядра по сравнению с ядром ^{152}Eu , что может быть объяснено спиновой зависимостью J_0 , так как для этой изомерной пары спины ядра – мишени отличаются на 3.

Анализ опытов выполнен с учетом только статистических ошибок. Так как эффекты малы, а не исключено, что существуют какие-то неучтенные статистические погрешности, то все заключения носят предположительный характер. Несомненно, однако, что исследования резонансов изомера европия могут дать интересные результаты и поэтому следует проводить опыты с большей концентрацией изомера.

В заключение авторы благодарят сотрудников реактора и горячих камер Бобылева В.А., Сухоноса Н.Н., Каплунова М.С., Бердника Д.Н. за оперативную работу с радиоактивными веществами, Кислицкого А.И., Падуна Г.С. за помощь при работе с электроаппаратурой.

Список литературы

1. Шеничный В.А., Вертебный В.П., Грицай Е.А., Кристаль В.И., Ворона П.Н., Кривенко В.Г. Нейтронная физика (Материалы 5-ой конференции по нейтронной физике. Киев, 15-19 сентября 1980 г.). Ч.2. М., ЦНИАтоминформ, 1980, с.131.
2. Шеничный В.А., Грицай Е.А. Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Ядерные константы, вып.5, 1982, с.13.
3. Pshenichny V.A., Veretebny V.P., Gritzay E.A. Proc. International Conf. Nuclear Data for Science and Technology, Antwerp, 1982, p.230-232.
4. Вертебный В.П., Ворона П.Н., Кальченко А.И., Кривенко В.Г., Львов С.А., Шеничный В.А. Препринт ЕИЯИ-76-16, Киев, 1976. Ядерная физика, 1977, т.26, с.1137.

СПИНЫ НЕЙТРОННЫХ УРОВНЕЙ СУРЬМЫ-121

Ф.Н.Беляев, В.П.Болотский, С.П.Боровлев

(ИТЭФ)

Измерены спины нейтронных уровней сурьмы-121 методом заселения нижних уровней в (n, γ)-реакции.

Spin assignments were measurements for neutron resonances of ^{121}Sb using low-energy gamma rays.

При радиационном захвате нейтрона часто наблюдаются нестатистические эффекты, особенно для ядер, расположенных вблизи замкнутых оболочек. Эти эффекты проявляются в виде корреляций между приведенной нейтронной и парциальной гамма-шириной, аномалий интенсивностей отдельных γ -переходов, различных группирований уровней.

В работе, представленной на предыдущей конференции [1], нами были обнаружены группирования нейтронных уровней сурьмы-121 со спином 2 в зависимости от измеренных усредненных интенсивностей гамма-переходов, расположенных в высокоэнергетичной части спектра. Для ядра сурьмы-121 спины нейтронных уровней измерены в ограниченной области энергий для небольшого числа уровней. Поэтому обнаруженные группирования проявились для семи уровней со спином 2 с низкой статистической достоверностью. Такие же измерения для этого ядра нами были проведены в широком энергетическом диапазоне до 2 кэВ для 86 уровней [2], хотя для большинства уровней значения спинов были неизвестны. В результате измерений были получены три группы уровней, что не противоречило результатам работы [1]. Третью группу составляют уровни со спином 3.

В связи с этим возникла необходимость измерения спинов нейтронных уровней для этого ядра. Измерения спинов уровней в таком широком энергетическом диапазоне является не простой задачей. Ранее спины сурьмы-121 были измерены для некоторого числа уровней до 430 эВ в работах [3,4] методом сравнения интенсивностей гамма-лучей, заселяющих нижние уровни, с помощью полупроводникового $\text{Ge}(\text{Li})$ -детектора. Из-за низкой эффективности таких детекторов авторы смогли определить спины только сильных уровней в указанном энергетическом диапазоне.

Поэтому для измерения спинов в более широком диапазоне энергий полупроводниковые детекторы не могли быть использованы. Для таких измерений трудно применить и другие методы измерения спинов нейтронных уровней.

В настоящей работе нами предпринята попытка измерения спинов нейтронных уровней методом сравнения интенсивностей гамма-лучей, заселяющих нижние уровни спектра, используя два сцинтилляционных детектора $NaI(Tl)$ размерами 60×10 мм. Из-за низкого энергетического разрешения этих детекторов невозможно выделить отдельные гамма-переходы в спектре. Однако при измерении усредненных интенсивностей гамма-лучей в интервалах 50–100 кэВ и 100–130 кэВ для уровней со спинами 2 и 3 были обнаружены различия, составляющие около 15%.

Измерения проводились на линейном ускорителе электронов ИАЭ им. И.В. Курчатова методом времени пролета на 45-м пролетном расстоянии с временным разрешением 2 нс/м. В эксперименте использовался образец двуокиси сурьмы- $^{121}Sb_2O_3$ с изотопным составом 98,2%, весом 12 г и толщиной 0,5 г/см².

В таблице приведены предварительные результаты проведенных измерений. В последнем столбце даны экспериментально измеренные отношения усредненных интенсивностей гамма-лучей в интервале энергий 50–100 кэВ к интервалу 100–130 кэВ.

Энергия нейтронного уровня (эВ)	Спин уровня	Спин уровня (данная работа)	Измеренное отношение (отн. ед.)
1	2	3	4
6,34	3	3	$1,41 \pm 0,03$
15,41	2	2	$1,26 \pm 0,03$
29,65	3	3	$1,49 \pm 0,03$
53,55	2	2	$1,26 \pm 0,06$
64,5	3	3	$1,44 \pm 0,05$
73,8	2	2	$1,20 \pm 0,06$
111,4	2	2	$1,19 \pm 0,06$
126,5	3	3	$1,37 \pm 0,06$
131,9	3	3	$1,34 \pm 0,03$

Окончание таблицы

I	2	3	4
144,3	2	2	$1,20 \pm 0,02$
149,9	3	3	$1,40 \pm 0,03$
160,6	[2]	2	$1,21 \pm 0,03$
167,1	2	2	$1,20 \pm 0,03$
192,3		3	$1,35 \pm 0,04$
222,6	3	3	$1,37 \pm 0,05$
286,4	3	3	$1,50 \pm 0,05$
309,3		2	$1,26 \pm 0,03$
338,5	[2]	2	$1,22 \pm 0,02$
392,8		3	$1,40 \pm 0,02$
421,4	3	3	$1,43 \pm 0,02$
470,1		3	$1,49 \pm 0,05$
535,1		3	$1,47 \pm 0,04$
543,2		2	$1,28 \pm 0,02$
558,9		3	$1,42 \pm 0,04$
605,6		3	$1,52 \pm 0,03$
630,8		2	$1,22 \pm 0,02$
661,2		3	$1,35 \pm 0,03$

Как видно из таблицы, получено хорошее согласие между измеренными значениями спинов и известными ранее, что показывает на возможность использования данного метода для проведения подобных измерений. В ближайшее время такие измерения будут проведены.

Список литературы

1. Гельев Ф.Н. и др. Нейтронная физика, Москва, ЦНИИАтоминформ, 1980, часть 2, с.173.
2. Beliaev F.N. et al. Neutron-Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics, 1981, p.437. Conference Series 62, The Institute of Physics, Bristol and London.
3. Lottin A., Paya D. Journ. de Phys., 1971, 32, p.849.
4. Bhat M.R. et al. BNL 14495.
5. Neutron Cross Sections, BNL-325, 1973, v.1.

ВЛИЯНИЕ КВАНТОВОГО ЧИСЛА K НА СТАТИСТИЧЕСКОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПРИВЕДЕННЫХ НЕЙТРОННЫХ ШИРИН

В.С.Мастеров, Н.С.Работнов

(ФЭИ)

Детализируется предположение о случайном распределении значения квантового числа K в состояниях, соответствующих нейтронным резонансам на нечетных ядрах, и рассматривается влияние возникающей структуры выражения для амплитуды реакции на распределение приведенных нейтронных ширин.

The assumption is specified on the random distribution of K -quantum number in the nuclear states corresponding to the neutron resonances of the odd nuclei and the influence is considered of the resulting structure of the expression for the reaction amplitude on the statistical distribution of the reduced neutron widths.

Вид статистических распределений парциальных ширин нейтронных резонансов является важной наблюдаемой характеристикой, позволяющей судить об эффективном числе каналов того способа распада, которому соответствует данная ширина. В основополагающей работе [1] показано, что если амплитуда вероятности распада является суммой независимых, одинаково нормально распределенных амплитуд N каналов, то флуктуации ширин описываются χ^2 -распределением с n степенями свободы. Наблюдаемые распределения нейтронных, радиационных и делительных ширин в среднем удовлетворительно согласуются с таким выводом.

Однако в отношении распределений приведенных нейтронных ширин остается не вполне ясным вопрос о роли квантового числа K . Обычно считается (см., например, [2]), что в состояниях, соответствующих нейтронным резонансам тяжелых деформированных ядер, осуществляется сильное смешивание по K . Однако имеются некоторые экспериментальные указания (см. [3]) на то, что распределение по K может отличаться от полностью равномерного. Они получены при изучении деления - единственной реакции, позволяющей непосредственно наблюдать распределение по направлениям в пространстве оси Z статистических свойств ядра. Поэтому в настоящей работе детализируется предположение о случайном распределении K в составном ядре и рассматривается влияние возникаю-

шей структуры выражения для амплитуды на распределение приведенных нейтронных ширин.

Разложение волновой функции уровня со спином J по K имеет вид

$$\Psi_M^J = \sum_{K=0, \frac{1}{2}}^J a_K^J (\Psi_{MK}^J(R) \pm \Psi_{M-K}^J(R)), \quad (1)$$

где R — совокупность координат нуклонов, а выбор знака определяется значением J и четностью состояния. Амплитуду реакции, идущей через этот уровень составного ядра с учетом (1), можно записать в виде (опуская индекс M)

$$S^J = \sum_K a_K^J S_K^J. \quad (2)$$

Его статистические свойства можно рассчитывать в различных предположениях о распределениях величин a_K^J и S_K^J , однако распределение Портера-Томаса получается, лишь если пренебречь структурой выражения (2) и предполагать, что вся сумма S^J нормально распределена со средним нулевым значением. Величины a_K^J можно считать действительными. Они меняются от -1 до 1 и подчинены условию нормировки $\sum_{K=0}^J (a_K^J)^2 = 1$. Таким образом, каждый коэффициент a_K^J является декартовой компонентой случайного единичного вектора в пространстве с числом измерений $N = J + 1$ для четных составных ядер и $N = J + \frac{1}{2}$ для нечетных. Предположению о полностью равномерном смешивании по K должно отвечать полностью изотропное распределение этого вектора по направлениям. Легко получить распределение, соответствующее такому предположению. Оно имеет вид (индексы опущены)

$$f(a) da = \frac{\Gamma(N/2)}{\sqrt{\pi} \Gamma(\frac{N-1}{2})} (1-a^2)^{\frac{N-3}{2}} da; \quad N \geq 2. \quad (3)$$

Важнейшими наблюдаемыми характеристиками статистического распределения при ограниченности изучаемой выборки являются первые моменты. Для распределения приведенных нейтронных ширин это будут $\overline{\Gamma_n^0}$, $\overline{\Gamma_n^2}$ и прежде всего их безразмерная комбинация — относительная дисперсия $\Delta^2 = (\overline{\Gamma_n^2} - \overline{\Gamma_n^0}^2) / \overline{\Gamma_n^0}^2$. Для распределения Портера-Томаса $\Delta^2 = 2$. Вычислим моменты для $|S^J|^2$, где S^J определяется формулой (2), предполагая, что парциальные амплитуды одинаково нормально распределены, а a_K^J подчиняются распределению (3). Поскольку нам важны флуктуации относительных величин, измеренных в средних значениях, то дисперсию нормального распределения S_K^J , не ограничивая общности, можно положить равной единице. Тогда задача сводится к вычислению моментов (или вида распределения) величины

$$u = \left(\sum_{i=1}^N (x_i y_i) \right)^2, \quad (4)$$

Где X_i подчиняются распределениям (3), а y_i - нормальному распределению. Распределение для отдельного произведения $X_i y_i$ можно получить в явном виде. Переходя к новым переменным $X_i y_i = u_i$ и $X_i = \sqrt{u_i}$ по обычным правилам получим

$$f_N(u_i) du_i = \frac{\Gamma(\frac{N}{2})}{\pi \sqrt{2}} e^{-\frac{u_i}{2}} \Psi\left(\frac{N-1}{2}, 1, \frac{u_i}{2}\right) du_i, \quad (5)$$

где Ψ - вырожденная гипергеометрическая функция. Это распределение, как и распределение Портера-Томаса, имеет интегрируемую расходимость в нуле, но несколько более сильную: $\sim \frac{\ln u}{\sqrt{u}}$ вместо $\sim \frac{1}{\sqrt{u}}$.

Записать явно выражение для распределения "безразмерной ширины" u , определяемой формулой (4), не удастся, однако сравнительно просто получить все моменты этого распределения. Для этого сначала вычисляется интеграл

$$I_{N,n} = \frac{\Gamma(\frac{N}{2})}{\pi \sqrt{2}} \int_0^{\infty} z^{2n} e^{-\frac{z^2}{2}} \Psi\left(\frac{N-1}{2}, 1, \frac{z^2}{2}\right) dz = \frac{(N-2)!! [(2n-1)!!]^2}{(N+2n-2)!!} \quad (6)$$

Затем, раскрывая скобки в (4) и используя простые комбинаторные соотношения, получим для относительной дисперсии искомого распределения

$$\Delta_N^2 = \frac{\overline{u^2}}{\overline{u}^2} - 1 = 2 \frac{N^2 + 5N - 3}{N(N+2)}. \quad (7)$$

При $N \rightarrow \infty$ $\Delta_N^2 \rightarrow 2$, т.е. к дисперсии распределения Портера-Томаса, однако при небольших N довольно заметно от нее отличается: при $N=2$ $\Delta^2 = 11/4 = 2,75$; $N=3$ $\Delta^2 = 14/5 = 2,8$; $N=4$ $\Delta^2 = 11/4 = 2,75$; $N=5$ $\Delta^2 = 94/35 \approx 2,68$; $N=6$ $\Delta^2 = 21/8 = 2,625$. Поскольку отличные от нуля спины δ -резонансов для подавляющего большинства четных составных ядер заключены в пределах $1 \leq J \leq 5$, а $N=J+1$, то видно, что формула (7) предсказывает для них дисперсию распределения приведенных нейтронных ширин, практически не зависящую от спина и равную примерно 2,7.

При сопоставлении с экспериментальными данными необходимо учитывать следующие обстоятельства:

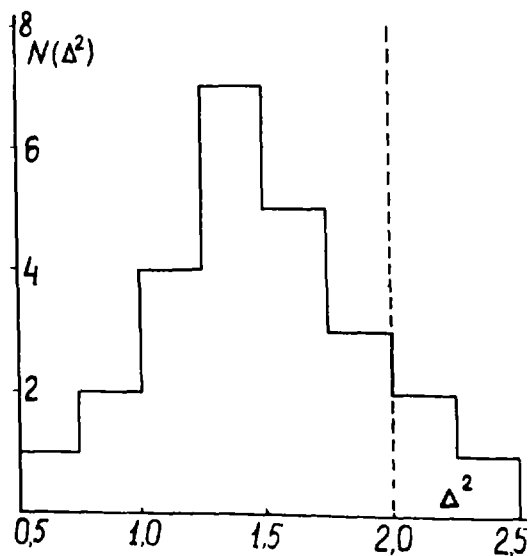
I. Лишь у нескольких нечетных ядер-мишеней надежно определены спины резонансов в количестве, позволяющем с достаточной точностью определить $\overline{r_n^0}$ и $(\overline{r_n^0})^2$ для спиновых подсистем. В подавляющем большинстве случаев приходится рассматривать совместное распределение величин

$2g\Gamma_n^0$, где $g = \frac{2J+1}{2(I+1)}$ - спиновый статфактор.

2. Пропуск резонансов на эксперименте тем вероятнее, чем меньше Γ_n^0 , поэтому он приводит к сужению наблюдаемого распределения и некоторому уменьшению величины Δ^2 .

3. Наличие неидентифицированных р-резонансов, наоборот, увеличивает Δ^2 .

Поэтому экспериментальные значения Δ^2 вычислялись для сильно деформированных ядер-мишеней с нечетными Z или N с $147 \leq A \leq 187$ и $A \geq 233$, у которых имеется по несколько десятков резонансов в хорошо разрешенной области. Данные были взяты из атласов [4], число учтенных резонансов колебалось от 20 до 100, а полное число нуклидов составило 25. Они ранжировались по полученным значениям с шагом 0,25, и результирующая гистограмма представлена на рисунке.



Распределение сильнодеформированных нечетных ядер-мишеней по значениям относительной дисперсии Δ^2 наблюдаемых распределений приведенных нейтронных ширин. Использовались данные атласа [4] для нуклидов ^{147}Sm , ^{149}Sm , ^{151}Eu , ^{153}Eu , ^{155}Gd , ^{157}Gd , ^{159}Tb , ^{161}Dy , ^{163}Dy , ^{165}Ho , ^{167}Er , ^{169}Tm , ^{171}Yb , ^{173}Yb , ^{175}Hf , ^{177}Hf , ^{181}Ta , ^{183}W , ^{185}Re , ^{233}U , ^{235}U , ^{237}Np , ^{239}Pu , ^{241}Pu - всего примерно тысяча уровней

Видно, что у большинства ядер значение Δ^{ξ} отклоняется вниз от $\Delta^{\xi} = 2$, соответствующего распределению Портера-Томаса, и в среднем почти вдвое ниже значений, даваемых формулой (7), полученной в предположении полного смешивания по K . По нашему мнению, это может указывать на существование заметной корреляции парциальных (по K) амплитуд в сумме (2) или подчеркивание определенных значений K входным каналом. Однако перечисленные выше экспериментальные неопределенности не позволяют пока сделать на этот счет однозначных выводов.

Список литературы

1. Porter C.E., Thomas R.G. Phys. Rev., 1956, v.104, N 2, 483.
2. Бор О., Моттelson Б. Структура атомного ядра. М., Мир, 1977, т.2, с.46.
3. Гонин Н.Н. и др. Письма в ЖЭТФ, 1982, т.35, вып.4, с.176.
4. Mughabghab S.F., Garber D.I., Neutron Cross Sections. v.1, Resonance Parameters. BNL-325, 1973.

ХИМИЧЕСКИЕ СДВИГИ НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ ^{235}U
И СРЕДНЕКВАДРАТИЧНЫЕ РАДИУСЫ КОМПАУНД-СОСТОЯНИИ

К.Зайдаль, А.Майстер, Э.Миттаг, Д.Пабст, Л.Б.Пикельнер,
В.Пильц, Р.Чаммер

(ОИЯИ, Технический университет в Дрездене)

На нейтронном пучке реактора ИБР-30 измерены химические сдвиги нейтронных резонансов ^{235}U . Получены оценки для изменения среднеквадратичного радиуса заряда ядра $\Delta\langle r_p^2 \rangle$ при захвате нейтрона. Наблюдается связь $\Delta\langle r_p^2 \rangle$ с делительной шириной резонансов.

Chemical shifts of neutron resonances of ^{235}U were measured at the IBR-30 reactor. The estimates were obtained for the change of mean square radius of the nucleus $\Delta\langle r_p^2 \rangle$ on neutron capture. A connection of $\Delta\langle r_p^2 \rangle$ with the resonance fission width was observed.

В последние годы в ядерных исследованиях заметное место занимает изучение формы возбужденных ядер. В частности, путем измерения мессбауэровских и мюонных изомерных сдвигов были получены многочисленные данные о среднеквадратичных радиусах заряда ядра для низколежащих возбужденных состояний.

Несколько лет назад в Дубне в работе [1] была рассмотрена возможность определения среднеквадратичных радиусов заряда высоковозбужденных ядерных состояний путем измерения химических сдвигов нейтронных резонансов. Такие химические сдвиги были впервые измерены для 6,67-эВ резонанса ^{238}U [2],[3]. Настоящая работа представляет собой продолжение этих исследований.

Химический сдвиг ΔE_0 ядерного уровня обусловлен сверхтонким кулоновским взаимодействием заряда ядра с электронной оболочкой атома. Величина сдвига ΔE_0 приближенно может быть записана в виде

$$\Delta E_0 = \frac{1}{\epsilon_0} Z e^2 \Delta \rho_e(0) \Delta \langle r_p^2 \rangle, \quad (I)$$

где $\Delta \rho_e(0)$ - разность плотности электронов на месте ядра в рассматриваемой паре химических соединений; $\Delta \langle r_p^2 \rangle$ - изменение средне-

квадратичного радиуса заряда ядра при захвате нейтрона.

Эксперименты весьма сложны из-за малости эффекта. По оптимистическим оценкам, сдвиг нейтронного резонанса мог составить примерно 10^{-4} эВ, что следует сравнивать с полной шириной резонансов порядка 0,1 эВ. Сложность эксперимента усугубляется маскирующим влиянием колебаний кристаллической решетки исследуемых веществ на форму резонанса.

Измерение химических сдвигов резонансов ^{235}U представляет интерес ввиду наличия целого ряда низковольтных резонансов, причем делительные ширины Γ_f у них сильно различаются. Это дает возможность исследовать, имеется ли связь между делимостью ядра и среднеквадратичным радиусом возбужденного ядра. Однако возникают и дополнительные трудности вследствие перекрытия резонансов и эффекта межрезонансной интерференции.

Измерения спектров пропускания были проведены на импульсном реакторе ИЕР-30 с инжектором. Образцами служили металлический уран, UO_2 , U_3O_8 , UO_3 . Небольшое содержание изотопа ^{234}U в образцах дало возможность определить $\Delta \langle r^2 \rangle$ и для 5,19-эВ резонанса ^{234}U . Для накопления спектров, управления сменой образцов и оперативного контроля ходом эксперимента использовалась малая ЭВМ ТРА-6. Измерение велось с двумя или тремя образцами, чередующимися в пучке через 5 минут, что позволяло обеспечивать идентичность условий эксперимента для сравниваемых образцов. Кроме того, в пучке постоянно находился образец из тантала, резонансы которого служили для контроля временных спектров.

Экспериментальный сдвиг резонанса для пары образцов $\Delta E_o^{\text{эксп}}$ определялся путем подгонки по методу наименьших квадратов. Найденный сдвиг содержит два независимых слагаемых

$$\Delta E_o^{\text{эксп}} = \Delta E_o + \Delta E_o^{\text{погр}}. \quad (2)$$

Поправочная величина сдвига $\Delta E_o^{\text{погр}}$ обусловлена в первую очередь различием формы резонанса из-за разницы в спектре колебаний кристаллических решеток рассматриваемых веществ. Для определения $\Delta E_o^{\text{погр}}$ на ЭВМ генерировался участок спектра, содержащий исследуемый резонанс. Пропускание нейтронов описывалось на основе формулы Брайта-Вигнера с учетом эффекта межрезонансной интерференции [4], а также с использованием спектра колебаний кристаллической решетки и параметров эксперимента. Детальное описание метода введения поправки, связанной с кристаллической решеткой, приведено в работе [2].

Разности плотностей электронов на месте ядра были определены в рамках модели эффективных конфигураций валентных электронов с использованием экспериментальных данных по химическому сдвигу рентгеновских линий. Химические сдвиги были определены для 6 различных пар химических соединений и двух толщин образцов $\rho d = \text{II}$ и $5 \cdot 10^{21}$ ядер $^{235}\text{U}/\text{см}^2$. На основе формулы (1) методом наименьших квадратов определялись величины $\Delta \langle r_\rho^2 \rangle$. Полученные результаты представлены в таблице.

Ядро	E_0 , эВ	Γ_f , мэВ	$\Delta \langle r_\rho^2 \rangle$, Фм^2	$\Delta \langle r_\rho^2 \rangle^*$, Фм^2
^{234}U	$5,19 \pm 0,01$	$0,019 \pm 0,001$	$-0,41 \pm 0,25$	$-0,46$
^{235}U	$1,144 \pm 0,015$	107 ± 10	$+0,01 \pm 0,22$	$-0,09$
	$2,033 \pm 0,003$	$10,7 \pm 1,2$	$-0,13 \pm 0,22$	$-0,23$
	$3,150 \pm 0,007$	103 ± 11	$+0,20 \pm 0,48$	$+0,10$
	$3,613 \pm 0,006$	$52,8 \pm 4,7$	$+0,02 \pm 0,25$	$-0,08$
	$4,845 \pm 0,004$	$3,9 \pm 0,6$	$-0,52 \pm 0,25$	$-0,62$
	$8,766 \pm 0,019$	98 ± 9	$+0,09 \pm 0,26$	$-0,01$
	$11,669 \pm 0,012$	$5,8 \pm 1,1$	$-0,24 \pm 0,29$	$-0,34$
	$12,396 \pm 0,004$	$22,7 \pm 2,2$	$+0,25 \pm 0,31$	$+0,15$

Примечание. E_0 и Γ_f взяты из работы [5].

Для оценки влияния возбуждения ядра на $\langle r_\rho^2 \rangle$ необходимо исключить вклад изотопического эффекта. На основе данных работы [6] можно показать, что для основных состояний

$$\langle r_\rho^2 \rangle_{^{236}\text{U}} - \langle r_\rho^2 \rangle_{^{235}\text{U}} = (0,10 \pm 0,04) \text{Фм}^2; \quad (3)$$

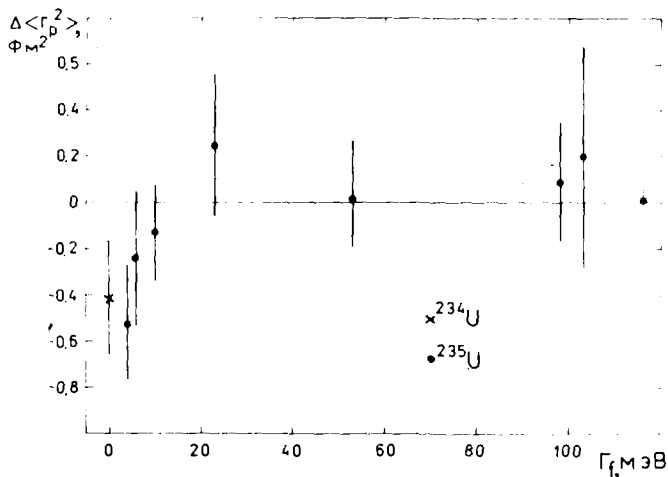
$$\langle r_\rho^2 \rangle_{^{235}\text{U}} - \Delta \langle r_\rho^2 \rangle_{^{234}\text{U}} = (0,05 \pm 0,02) \text{Фм}^2. \quad (4)$$

Значения $\Delta \langle r_\rho^2 \rangle$ в таблице описывают изменения среднеквадратичных радиусов при захвате нейтрона, а значения $\Delta \langle r_\rho^2 \rangle^*$ — изменения за счет возбуждения. На рисунке результаты $\Delta \langle r_\rho^2 \rangle$ представлены в виде зависимости от делительной ширины Γ_f .

Для группы резонансов с делительной шириной $\Gamma_f > \Gamma_f/2$ ($\Gamma_f = 40$ мэВ) изменение среднеквадратичного радиуса не наблюдается. Средние величины для этих резонансов равняются

$$\overline{\Delta \langle r_\rho^2 \rangle} = (+0,08 \pm 0,12) \text{Фм}^2; \quad (5)$$

$$\overline{\Delta \langle r_\rho^2 \rangle^*} = (-0,02 \pm 0,13) \text{Фм}^2. \quad (6)$$



В противоположность этому для малоделющихся резонансов ^{235}U ($\Gamma_f < \Gamma_\gamma/2$) наблюдается уменьшение среднев квадратичного радиуса при возбуждении:

$$\overline{\Delta \langle r_p^2 \rangle} = (-0,28 \pm 0,14) \text{ Фм}^2; \quad (7)$$

$$\overline{\Delta \langle r_p^2 \rangle^*} = (-0,38 \pm 0,15) \text{ Фм}^2. \quad (8)$$

Уменьшение было получено также для почти неделяющегося резонанса ^{234}U , а раньше [2] и для ^{238}U .

Изменения среднев квадратичного радиуса заряда ядра были вычислены в работах Г.Г.Бунатяна [7] на основе статистического подхода с последовательным учетом сильного взаимодействия нуклонов в канале частица-дырка и парных корреляций. Для составного ядра ^{236}U при энергии возбуждения $E \approx B_n$ было получено значение $\overline{\Delta \langle r_p^2 \rangle^*} \approx -0,12 \text{ Фм}^2$. Средний экспериментальный результат близок к этой величине. Что касается зависимости от Γ_f , то статистическая точность невелика, однако указанием на такую зависимость пренебречь нельзя.

Список литературы

1. Игнатович В.К., Останевич Д.М., Чер Л. - ОИЯИ, Р4-7296, Дубна, 1973.
2. Meister A., Pabst D., Pikelner L.B., Seidel K., Nucl.Phys., 1981, A 362, p.18.

3. Зайдель К., Майстер А., Пабст Д., Пикельнер Л.Б. - В кн.: Нейтронная физика. Материалы 5-й Всесоюзной конференции, Киев, 1980, т.2, с.106.
4. Takano H., Ishiguro Y. J. of Nucl. Science and Technology 1977, 14, N 9, p.627.
5. Moore M.S., Moses J.D., Keyworth G.A., Dabbs, J.W.T., Hill N.W. Phys.Rev., 1978, C18, N 3, p.1328.
6. Heilig K., Steudel A. Atomic Data and Nuclear Data Tables 1974, 14, p.613.
7. Бунатян Г.Г. - ЯФ, 1979, 29, с.10; ЯФ, 1982, 35, с.16.

ДОПЛЕРОВСКОЕ УШИРЕНИЕ НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ ^{238}U И ^{240}Pu В КРИСТАЛЛИЧЕСКИХ РЕШЕТКАХ И ГАЗОВОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ

К. Зайдель, А. Зайферт, Д. Зелигер, А. Майстер, Э. Миттаг, В. Пильи (СИЯИ, Технический университет в Дрездене)

Измеренные разности между сечениями различных химических соединений урана интерпретированы при помощи простой модели для колебаний атомов в решетке. Экспериментальные результаты для резонансов ^{238}U 6,67 эВ, 20,9 эВ, 36,7 эВ и ^{240}Pu 1,06 эВ в UO_2 сравниваются с расчетами по газовой модели.

Measured differences between the cross-sections of several chemical compounds of Uranium are interpreted with a simple model for the lattice vibrations of the atoms. For the 6,67 eV, 20,9 eV, 36,7 eV resonances of ^{238}U , and the 1,06 eV resonance of ^{240}Pu in UO_2 , the results are compared with the gas model.

При исследовании химических сдвигов нейтронных резонансов на импульсном реакторе ИБР-30 [1] измерены спектры пропускания различных химических соединений рассматриваемого ядра в диапазоне низковольтных резонансов. Некоторые примеры показывает рис. 1.

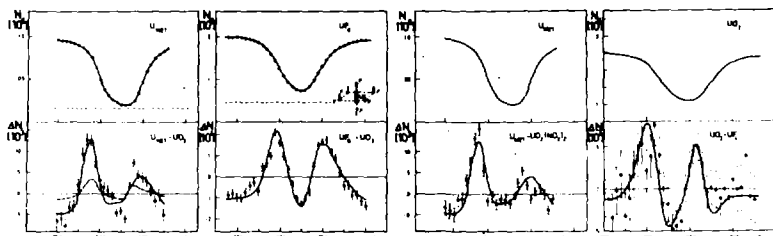


Рис. 1. Спектры пропускания (вверху) и разности спектров (внизу) в диапазоне 6,67 эВ резонанса ^{238}U . Температуры образцов слева направо: комнатная, 373 К, комнатная, 370 К; толщины образцов: $12, 4, 12, 5,5 \cdot 10^{16}$ ядер/см²; $(\xi)_U$ /кт: 1, 016 (Умет), 1, 08 (UO_3 и $\text{UO}_2[\text{NO}_3]_2$), 1, 023 (UO_2), 1, 033 (UF_6)

Разности между спектрами возникают из-за различных доплеровских уширений в образцах. Они описываются простым выражением для спектров частот колебаний атомов, захватывающих резонансные нейтроны в поликристаллических образцах,

$$g_U(h\nu) = a_1 \delta(h\nu - h\nu_1) + a_2 \delta(h\nu - h\nu_2), \quad [1]$$

$$a_1 + a_2 = 1,$$

где двумя нормальными колебаниями ($h\nu_1, h\nu_2$) учитывается различие масс урана и лигандов [2]. Разности между кривыми пропускания практически не зависят от отдельного параметра ($\alpha_1, h\nu_1, h\nu_2$), а определяются средними энергиями на одну степень свободы колебаний атома урана в решетке /3/:

$$\langle \epsilon \rangle_U = \frac{1}{2} \int_0^\infty d(h\nu) \cdot g_U(h\nu) \cdot \coth(h\nu/2kT), \quad (2)$$

где T - температура образца.

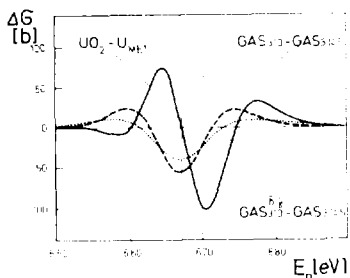
Для описания доплеровского уширения резонанса в молекулярном газе UF_6 кроме движения молекул в целом необходимо учитывать возбуждение внутренних колебаний молекул [4].

Обычно описывается доплеровское уширение нейтронных резонансов в рамках газовой модели [5], т.е. для теплового движения захватывающих атомов предполагается распределение скоростей атомов идеального газа. Как показано в работе Лэмба [6] в параметр этой модели, в доплеровскую ширину Δ , входит температура образца T, заменяемая на эффективную температуру T_{eff} (2):

$$\Delta = 2 \left(\frac{mE_0}{M} kT \right)^{1/2} \longrightarrow \Delta_{eff} = 2 \left(\frac{mE_0}{M} kT_{eff} \right)^{1/2} \quad (3)$$

(mE_0/m - энергия отдачи).

Оказалось невозможным удовлетворительно описать на основе газовой модели измеренные разности сечений двух образцов для узких электронвольтовых резонансов. На рис.2 представлены в качестве примера разности сечений пары образцов UO_2 и $U_{мет}$ в области 6,67-эВ резонанса ^{238}U . Несимметричное поведение относительно максимума резонанса



связано с квантовым характером колебаний в кристаллической решетке. Различие с результатами газовой модели, очевидно, и оказывается больше, чем разности, соответствующие пределу ошибки Γ_γ резонанса.

Рис.2. Разности сечений резонанса ^{238}U 6,67 эВ в UO_2 и $U_{мет}$ по /1/ для колебаний атомов в решетке (—), по газовой модели с T_{eff} (---) и газовой модели с T_{eff} и Γ_γ первого бообразца $\rightarrow \Gamma_\gamma + \Gamma_\gamma$ (...).

Точность описания доплеровского уширения влияет на резонансные параметры, определенные из экспериментальных спектров. В реакторе на

тепловых нейтронах вероятность избежать резонансного поглощения заметно зависит от сечения в области сильных низковольтных резонансов ^{238}U и ^{240}Pu . Поэтому интересно сравнить доплеровское уширение резонансов UO_2 , полученное с учетом колебаний кристаллической решетки, работа [1], либо в рамках газовой модели (при одних и тех же резонансных параметрах).

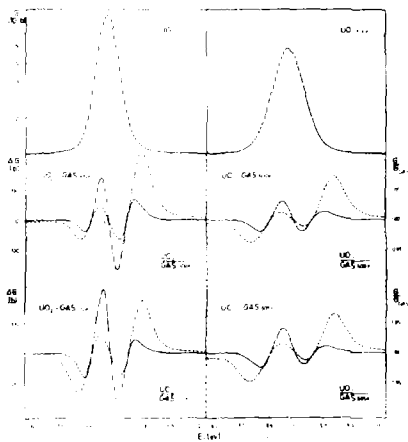


Рис.3. Разности ($\Delta\sigma$) и отношения ($\sigma/\sigma_{\text{gas}}$) сечений резонанса ^{238}U 6,67 эВ, рассчитанные в [1] для колебаний в решетке и по газовой модели при $T = 300\text{ K}$ (слева) и $T = 600\text{ K}$ (справа)

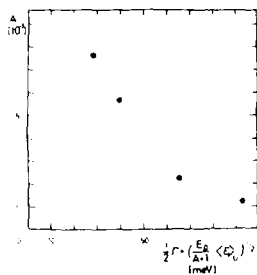


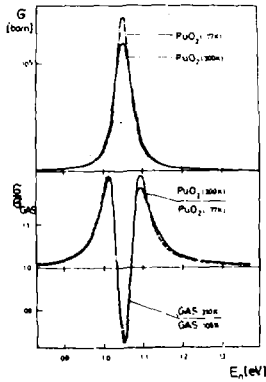
Рис.4. Конвергенция различия сечений в UO_2

Рис.3 показывает разность и отношение сечений 6,67 эВ резонанса ^{238}U при $T = 300\text{ K}$ и 600 K . Удваивание температуры уменьшает различия примерно наполовину. Применение T_{eff} вместо T в газовой модели не меняет картину принципиально. Аналогичные расчеты для UO_3 и $\text{U}_{\text{мет}}$ представлены в работе [7]. Выберем в качестве меры различия сечения величину $A = [\int dE_n \sigma^2]^{1/2} / [\int dE_n \sigma(E_n)]$ на рис.4 представлены ее значения для четырех резонансов UO_2 в зависимости от выражения, которое по работе [6] для газового приближения должно быть $\gg 6$ (θ - температура Дебая). Видно, что с ростом энергии E_0 и полной ширины Γ резонанса различия довольно быстро падают. Различие сечений можно выразить по-иному при

подгонке резонансных кривых, рассчитанных либо в приближении газовой модели, либо по методу работы [1] с учетом спектра частот колебаний и вариаций Γ_n и Γ_χ при $E_0 = \text{const}$. Результаты сравнения представлены в таблице.

E_0 [эВ]	6,67	20,9	36,7
$\Delta\Gamma_n / \Gamma_n$	0,0066	0,0035	0,0020
$\Delta\Gamma_\gamma / \Gamma_\gamma$	0,086	0,067	0,055

Изменения Γ_n и Γ_γ уменьшаются при дополнительной вариации E_0 .



Дискутированные различия сечений наблюдаются между образцами различных кристаллических структур при одинаковых температурах. В других экспериментах с одним образцом при различных температурах, проведенных, например, для 1,06-эВ резонанса ^{240}Pu (металлический образец) при температурах жидкого азота и комнатной [8], наблюдаются различия сечений, интерпретация которых возможна как при помощи газовой модели, так и с учётом колебаний по [1], иными словами, температурная зависимость описывается в рамках обеих моделей лучше, чем разности между различными кристаллическими образцами на основе газовой модели.

Рис. 5. Сечения (вверху) и отношения сечений (внизу) резонанса ^{240}Pu 1,06 эВ, рассчитанные по [1] для колебаний атомов (—) и по газовой модели (---). $\langle \epsilon \rangle_U(300 \text{ K}) = 0,0267 \text{ eV}$, $\langle \epsilon \rangle_U(77 \text{ K}) = 0,00929 \text{ eV}$ соответственно параметрам решетки UO_2 .

Список литературы

1. Зайдель К., Майстер А., Пабст Д., Пикельнер Л.Б. - Нейтронная физика (материалы 5-й Всесоюзной конференции, Киев, 1980) т. 2, с. 106.
Meister A., Pabst D., Pikelner L.B., Seidel K. - Nucl. Phys. 1981, A 362, p. 18.
2. Jackson H.E., Lynn J.E. - Phys. Rev. 1962, 127, p. 461
3. Зайдель К., Майстер А., Пабст Д., Пикельнер Л.Б. - ОИЯИ, Р 3-11741, Дубна, 1978.
4. Bowman S.D., Schrack R.A. - Phys. Rev. 1980, C 21, p. 58.
Зайдель К., Майстер А., Пабст Д., Пикельнер Л.Б., Пильц В. - ЯФ, 1981, 34, с. 1173.

5. Bethe H. - Rev. Mod. Phys., 1937, 9, p. 140.
6. Lamb W.E. - Phys. Rev., 1939, 55, p. 190.
7. Meister A., Mittag S., Pabst D., Pilz W., Seeliger D., Seidel K.,
Tschammer R., H., Hermsdorf D. - Proc. Intern. Conf. on Nuclear
Data for Science and Technology, Antwerp, 1982, p. 968.
8. Harvey J.A., Cook H.A., Hill R.W., Shahal O. - Proc. Intern.
Conf. on Nuclear Data for Science and Technology, Antwerp, 1982.

ВЫЧИСЛЕНИЕ ПРОТОННЫХ И АЛЬФА-ШИРИН НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ
В РАМКАХ ПОЛУКЛАССИЧЕСКОГО ОПИСАНИЯ

Л. Ласонь, М. Пштула

(Институт физики Лодзинского университета)

В рамках полуклассического описания нейтронных резонансов получены формулы для расчета протонных и альфа-ширин для переходов в основное состояние дочернего ядра. Результаты расчета сравниваются с имеющимися экспериментальными данными.

The formula for calculation of partial proton and alpha widths for transition to the ground level has been obtained in the framework of semi-classical description of neutron resonances. Calculated proton and alpha widths are compared with existing experimental data.

В настоящем сообщении приводятся результаты вычислений протонных и альфа-ширин нейтронных резонансов, которые выполнены на основании полуклассического описания резонансных состояний [1]. В обоих случаях вычисляется вероятность обнаружения благоприятствующих подконфигураций для рассматриваемого перехода, причем для протонного перехода такие подконфигурации принадлежат конфигурации типа $2p-1h$, а для альфа-перехода - типа $1p-0h$ и $2p-1h$.

Случай испускания альфа-частиц из резонансного состояния нуждается в дополнительных допущениях. Предполагается, что альфа-частица перед проникновением через потенциальный барьер возникает в результате соударения возбужденного нуклона с кластером, образованным нуклонами на уровне Ферми. Учитываются три типа кластеров: ${}^4\text{He}$, ${}^3\text{He}$ и ${}^3\text{H}$ и соответствующие им четыре рода механизмов соударений, а именно:

- 1) подхват нейтроном ${}^3\text{He}$ -кластера,
- 2) выбивание нейтроном ${}^4\text{He}$ -кластера,
- 3) подхват протоном ${}^3\text{H}$ -кластера,
- 4) выбивание протоном ${}^4\text{He}$ -кластера.

Для сечений этих процессов принимались такие же значения, как для свободных частиц. Вероятность найти сформированный кластер в благоприятствующей конфигурации считалась равной единице, $N_{\chi} = 1$ (максимальное значение) [2-4].

Окончательно в этих предположениях формулы для приведенных протонных и альфа-ширин имеют вид:

$$\gamma_{p_0}^2 = \frac{2 p_2}{(gU)^2 - 1} \frac{\Gamma_{sp}^0}{R_n(1 \text{ эВ})}; \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \gamma_{\alpha_0}^2 = \frac{\gamma_n^2}{4\pi R^2} & \left[\left(1 + \frac{4}{(gU)^2 - 1} \frac{p_2}{p_1} \right) G_{3\text{He}}^{(n)} N_{3\text{He}} + \right. \\ & + \frac{4(g_n U - 1)}{(gU)^2 - 1} \frac{p_2}{p_1} G_{4\text{He}}^{(n)} N_{4\text{He}} + \\ & + \frac{8}{(gU)^2 - 1} \frac{p_2}{p_1} G_{3\text{H}}^{(p)} N_{3\text{H}} + \\ & \left. + \frac{4(g_p U - 1)}{(gU)^2 - 1} \frac{p_2}{p_1} G_{4\text{He}}^{(p)} N_{4\text{He}} \right]. \quad (2) \end{aligned}$$

Здесь γ_n^2 - приведенная нейтронная ширина (которая вычислялась по формулам, приведенным в [17]); $R = \gamma_0 A_{\text{д}}^{-1/3}$ ($\gamma_0 = 1,23$ фм) - радиус дочернего ядра; $g = A/I3$; $g_n = N/I3$; $g_p = Z/I3$ - плотность одночастичных уровней для нуклонов, нейтронов и протонов соответственно; U - энергия возбуждения переходного ядра; $\Gamma_{sp}^0 = 1,48 \cdot 10^4 A_{\text{д}}^{-1/3}$ эВ - приведенная одночастичная ширина; P_n (I эВ) - проникаемость ядерной поверхности для нейтронов с энергией I эВ; p_1 и p_2 - рассчитанные по [17] вклады конфигураций $1p-0h$ и $2p-1h$ соответственно.

Результаты расчетов Γ_{α_0} по формуле (2) и известные экспериментальные данные показаны на рис.1.

Анализ подконфигураций, способствующих радиационным и альфа-переходам в основное состояние дочернего ядра, показывает, что они одни и те же для обоих каналов. Следовательно, можно ожидать существенной корреляции между парциальными ширинами для этих переходов. К сожалению, нет возможности проверить эту гипотезу, так как нет экспериментальных данных по парциальным радиационным ширинам для рассматриваемых ядер.

Расчетные и экспериментальные приведенные протонные ширины приведены в таблице. Там же приведены те же значения, полученные в рамках статистической модели.

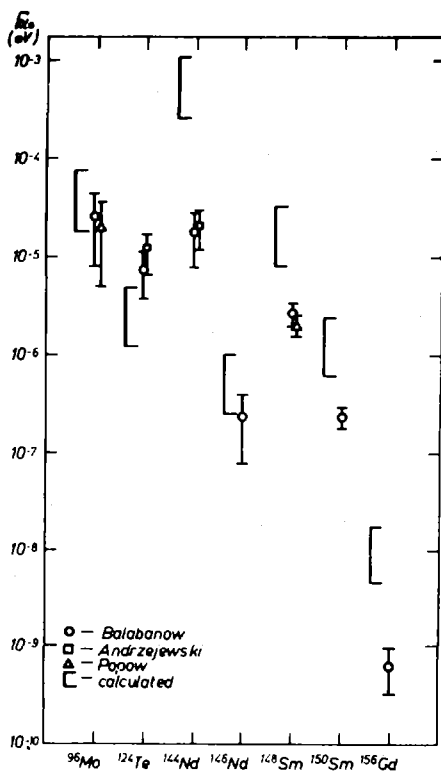


Рис. 1. Сравнение рассчитанных и экспериментальных альфа-ширин

Ядро-мишень	^{14}N	^{22}Na	^{35}Cl	^{59}Ni
$\langle \Gamma_p/P_t \rangle$, эВ	$320 \cdot 10^3$	$9,6 \cdot 10^3$	$93 \cdot 10^3$	$3,5 \cdot 10^3$
$2 \langle \chi_p^2 \rangle$, эВ	$78 \cdot 10^3$	$21 \cdot 10^3$	$2,2 \cdot 10^3$	7
$\langle D \rangle / 2\pi$, эВ	$32 \cdot 10^3$	-	$2,1 \cdot 10^3$	$0,25 \cdot 10^3$
Количество резонансов II		I	3	8
Литература	[5]	[6]	[7]	[8]

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Przytuła M., Kaczmarczyk M. - Neutron Induced Reactions, edited by Ribansky I. and Betak E. Veda, Bratislava 1980, p.263; Kaczmarczyk M., Przytuła M. - Interaction of Fast Neutrons with Nuclei, edited by Seeliger D. and Unholzer S. 1980, Zfk-410, p.85.
2. Balabanov N.P., Bulg. J. Phys., 1980, v.7, p.239.
3. Andrezejewski J. e.a. Journ.Nucl.Phys., 1980, v.32, p.1496.
4. Popov Yu.P. e.a. Nucl.Phys., 1972, v.A188, p.212; Popov Yu.P. Journ.Nucl.Phys., 1969, v.9, p.1163.
5. Neutron Cross Sections ENLG-325, 1964.
6. Gledenov Yu.M. e.a. Nuclear Data for Science and Technology, Proc.Int.Conf. (Antwerp) ed. Bockhoff K.H., 1982.
7. Шапиро Ф.И., Попов Ю.П. - ИЭТФ, 1961, т.40, с.1610.
8. Harvey J.A., Neutron Resonances: Neutron Reaction Mechanisms and Nuclear Structure, Proc.Int.Conf. on the Interactions of Neutron with Nuclei (Lovell) 1976, p.143.

ИЗУЧЕНИЕ С ПОМОЩЬЮ РЕЗОНАНСНЫХ НЕЙТРОНОВ РЕАКЦИИ (n, p) НА РАДИОАКТИВНЫХ ЯДРАХ-МИШЕНЯХ ^{22}Na , ^{36}Cl И ^{40}K И СТАБИЛЬНОМ ЯДРЕ ^{35}Cl

Д.М.Гledenov, Д.П.Попов, Х.Риголь, В.И.Салацкий

(ОИЯИ)

Представлены результаты измерений реакции (n, p), выполненных на реакторе ИБР-30. У ядра ^{22}Na обнаружен резонанс при $E_0 = 145$ эВ, определяющий большое сечение на тепловых нейтронах; у ^{36}Cl впервые наблюдались два резонанса; для ^{40}K показано, что сечение реакции следует зависимости $1/v$ при малых энергиях нейтронов.

The results are reported of measurements on (n, p) reaction performed at ИБР-30. For ^{22}Na the resonance at $E_0 = 145$ eV was revealed, which explains large thermal cross section; for ^{36}Cl two resonances were observed for the first time; for ^{40}K it was shown that the reaction cross section obeyed the $1/v$ law at low neutron energies.

При исследовании ядерных реакций на резонансных нейтронах с эмиссией заряженных частиц получены интересные данные об альфа-распаде составных ядер почти для двух десятков изотопов по всей периодической системе ⁽¹⁾. В то же время данные по не менее интересному протонному распаду нейтронных резонансов практически отсутствуют. Это объясняется тем, что для стабильных ядер энергии связи нейтронов и протонов, как правило, близки, следовательно, энергии протонов в реакции (n, p) мала, малы и сечения. Перспективными с точки зрения возможности измерений реакции (n, p) оказываются радиоактивные нейтронодефицитные ядра, поскольку для них энергия связи нейтрона (B_n) может быть существенно выше, чем для протона. В настоящей работе приведены результаты изучения реакции (n, p) на радиоактивных ядрах ^{22}Na , ^{36}Cl и ^{40}K и стабильном ядре ^{35}Cl .

Измерения проводились на нейтронном спектрометре по времени пролета на базе импульсного реактора ИБР-30 ДИИ ОИЯИ ⁽²⁾, работающего в обычном или бустерном режимах. Использовались пролетные расстояния от 20 до 85 м. В качестве детекторов заряженных частиц служили поверхностно-барьерные кремниевые детекторы или ионизационная камера с сеткой ⁽³⁾. Для проведения энергетической калибров-

ки амплитудных спектров и нормировки сечений исследуемых реакций сделаны измерения на мишенях ${}^6\text{Li}$. Двухмерная информация об энергии регистрируемых частиц и о времени пролета нейтронов записывалась на магнитную ленту измерительного модуля с мини-ЭВМ "Электроника-100/16И". В результате обработки получены наборы энергетических спектров заряженных частиц (А-спектры) в различных временных окнах, отвечающих определенной энергии нейтронов, а также временные (Т-) спектры в амплитудных окнах, отвечающих определенной энергии протонных (или альфа-) переходов.

${}^{22}\text{Na}(n, p){}^{22}\text{Ne}$

В измерениях использовалась мишень активностью 400 мкКи, которая приготовлена осаждением на поликарбонатной пленке толщиной 4 мкм из раствора NaCl в HCl . На А-спектрах наиболее интенсивный пик (P_1) соответствует протонам с энергией 2,25 МэВ (протонный переход в первое возбужденное состояние ${}^{22}\text{Ne}$). Значительно слабее оказался переход в основное состояние - P_0 ($I_{P_0}/I_{P_1} = (6 \pm 2) \cdot 10^{-3}$; $E_{P_0} = 3,47$ МэВ). Времяпролетный спектр выхода протонов для перехода P_1 был использован для построения зависимости сечения реакции ${}^{22}\text{Na}(n, p){}^{22}\text{Ne}$ от энергии нейтронов. Абсолютная нормировка осуществлялась по тепловому сечению этой реакции $\sigma(n, p) = (30,6 \pm 2,6) \cdot 10^3$ б [4]. При энергии $E_0 = 145$ эВ проявился неизвестный ранее резонанс со следующими параметрами, полученными при подгонке к экспериментальным результатам: $E_0 = 145 \pm 11$ эВ; $\Gamma_n^0 = 1,6 \pm 0,2$ эВ; $\Gamma_{p_1} = 114 \pm 20$ эВ, где E_0 , Γ_n^0 и Γ_{p_1} - положение, приведенная нейтронная и протонная ширины соответственно. Наиболее вероятное значение спина этого резонанса $J^\pi = 7/2^+$. Экстраполяция кривой до энергии 2 кэВ дает значение $\sigma_{n, p_1}(2 \text{ кэВ}) = 0,7$ б, что не противоречит верхней оценке $\sigma_{n, p_1} \leq 11$ б, полученной в работе [4]. Приводимое в атласе [5] значение резонансного интеграла $I = 160$ кб не согласуется с нашей оценкой 25 кб и является, видимо, сильно завышенным.

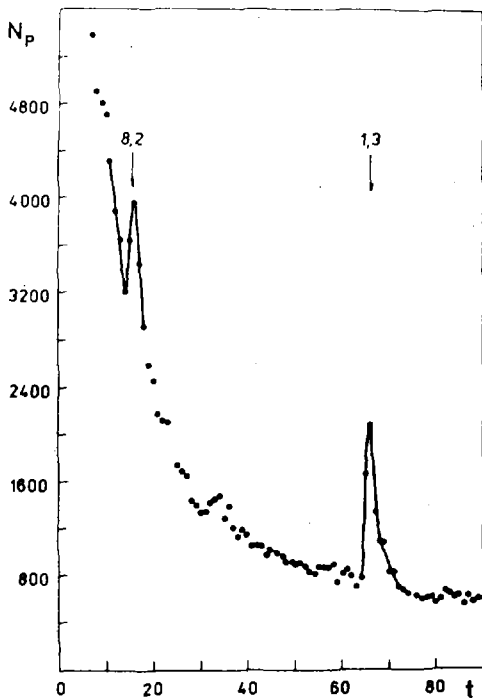
${}^{35}\text{Cl}(n, p)$ и ${}^{36}\text{Cl}(n, p)$

При исследованиях реакции (n, p) на изотопе ${}^{36}\text{Cl}$, а также (n, p) и (n, α) на ${}^{40}\text{K}$ использовались мишени, содержащие большое количество ($\approx 10^{22}$ ат) ${}^{35}\text{Cl}$. Ранее реакция ${}^{35}\text{Cl}(n, p)$ была измерена только в работе [6] с использованием методики по времени замедления на свинцовом кубе. Представляет поэтому интерес полн-

таться уточнить результаты [67] и, возможно, использовать эту реакцию как опорную в измерениях на ^{36}Cl и ^{40}K . Мишень была приготовлена нанесением на алюминиевую подложку слоя обычной соли NaCl площадью 630 см^2 и толщиной $1,7\text{ мг/см}^2$.

В табл. I приведены параметры $A_{p,\alpha} = g\Gamma_n\Gamma_{p,\alpha}/\Gamma$, полученные из выражения $\sum_{i=1}^n \sigma_i \Delta E_i = 2\pi^2 \lambda^2 A_{p,\alpha}$, где σ_i - экспериментальное сечение реакции; ΔE_i - интервал энергии; λ - длина волны нейтронов при энергии резонанса. Для сравнения даются и результаты работы [67]. Видно, что данные вполне согласуются.

Для измерения реакции $^{36}\text{Cl}(n, p)$ была приготовлена мишень NaCl толщиной $1,83\text{ мг/см}^2$ с содержанием ядер ^{36}Cl $1,12 \cdot 10^{17}\text{ ат/см}^2$. Эта реакция измерена впервые. В зависимости сечения реакции $^{36}\text{Cl}(n, p)$ от энергии обнаружены два резонанса, измеренные параметры которых (см. выше) приведены также в табл. I. Т - спектр выхо-



да протонов в амплитудном окне, соответствующем протонам с энергией 1,88 МэВ, иллюстрируется на рисунке.

Таблица I

Изотоп	E ₀ , кэВ	Наст. работа		Работа [5]
		A _p , мэВ	Γ _p , мэВ	Γ _p , мэВ
35Cl	0,4	3,6±0,6	57 ± 10	110 ± 40
	4,2	15,8±3,0	70 ± 13	94 ± 30
36Cl	1,3	70 ± 10		
	8,2	1700 ± 300		

$^{40}\text{K}(n, p)$ и $^{40}\text{K}(n, \alpha)$

Исследования проведены в относительно широком диапазоне по энергии нейтронов от тепловых до 10 кэВ. Использовалась мишень площадью 630 см² с обогащением по ^{40}K до 2,7%, содержанием ^{40}K $2,6 \cdot 10^{17}$ ат/см². Впервые эти реакции были исследованы недавно в работе [7]. Полученные нами параметры резонансов сравнены с данными работы [7] в табл.2. Видно, что для нейтронных резонансов до 6 кэВ данные хорошо согласуются. Этого нельзя сказать об области

Таблица 2

Энергия резонанса E ₀ , кэВ	A _α , мэВ		A _p , мэВ	
	настоящая работа	Вейгман и др. [7]	настоящая работа	Вейгман и др. [7]
1,13	42±7	43±4	-	< 0,3
2,29	27±9	28±2,5	-	< 0,6
3,06	-	1±0,25	6,5±5,5	13±1,5
5,18	1140±230	1100±90	-	< 3
5,9-9,8	380±160	114±15	-	50±5

малых энергий (E_n < 1 эВ). Наши результаты в этой области приведены в табл.3. Авторы работы [7] утверждают, что имеется заметное отклонение сечения (n, p)-реакции от зависимости 1/v, тогда как для (n, α)-реакции сечение σ_{nα} ~ 1/v. Приведенное в последнем столбце табл.3 отношение N_p/N_α, полученное из данных работы [7], показывает, насколько велико это различие в пределах очень узкого интервала 0,01 эВ < E_n < 1 эВ. Такое поведение σ_{np} трудно объяснить. В 5 и 6 колонках табл.3 приведены отношения выходов протонов и α-частиц из исследуемых реакций к выходу α-частиц из реакции $^{10}\text{B}(n, \alpha)$, идущей на примеси бора в мишени, сечение которой в

Таблица 3

E, эВ	N_p	N_α	N_p/N_α	N_p/N_B	N_α/N_B	$N_p/N_\alpha \sqrt{v}$
0,61	23100	2600	8,9	2,2	0,25	5,0
0,18	51000	5000	10,2	2,2	0,22	6,7
0,059	132200	10400	12,7	1,9	0,15	9,3
0,039	148100	12000	12,3	2,2	0,17	10,8
0,028	98100	8500	11,5	2,2	0,18	12,4
0,017	62900	5500	11,4	2,1	0,18	15,7
0,013	38800	3400	11,4	2,3	0,19	18,3

данной области энергий нейтронов следует закону $1/v$. Из таблицы видно, что сечения как (n, α) ; так и (n, p) -реакций на ^{40}K ведут себя также в соответствии с законом $1/v$.

Проведенные исследования показывают, что реакция (n, p) перспективна в качестве первых измерений (поисков резонансов) на радиоактивных нейтронодефицитных ядрах среднего веса. К сожалению, отсутствие других экспериментальных данных об измеренных резонансах не позволяет вычислить значения парциальных ширин.

Список литературы

1. Попов Д.П. - ЭЧАЯ, 1972, т.2, вып.4, с.925.
2. Франк И.М. - ЭЧАЯ, 1972, т.2, вып.4, с.807.
3. Попов Д.П. и др. - ЯЭ, 1971, т.13, с.913.
4. Kvitck J. e.a. Z.Phys.A. - Atoms and Nuclei, 1981, v.299, p.187.
5. Maghabghab S.F., Gurber D.I. BNL-325, 3rd ed. 1973.
6. Попов Д.П., Шапиро Ф.Д. - ЖЭТФ, 1961, т.40, вып.6, с.1610.
7. Weigmann H. e.a. - Nucl.Phys., 1981, v.A368, p.117.

СОДЕРЖАНИЕ

С е к ц и я Ш. Физика деления атомных ядер. (Продолжение.
Начало см. в т. I)

Адеев Г.Д., Гончар И.И., Писчасов Н.И. Роль начальных условий в динамическом подходе к делению	3
Адеев Г.Д., Гончар И.И. Динамическое описание массового распределения осколков деления	8
Адеев Г.Д., Гончар И.И., Марченко Л.А. Динамика формирования зарядового распределения осколков деления	14
Грузинцев Е.Н., Иткис М.Г., Околович В.Н., Русанов А.Я., Толстиков В.Н., Смиренкин Г.Н. Асимметричное деление доактинидных ядер	19
Грузинцев Е.Н., Иткис М.Г., Околович В.Н., Смиренкин Г.Н. О формировании симметричного способа деления доактинидных ядер	25
Иткис М.Г., Каменев И.А., Мульгин С.И., Околович В.Н., Игнатик А.В., Смиренкин Г.Н., Заика Н.И., Кибкало Ю.В., Токарев В.А. Эффект углового момента в делении доактинидных ядер.....	31
Гундурин Н.А., Дука-Зоймои А., Климан Я., Криштиак Й., Попов А.В., Пресперин В. Выход осколков при делении ^{235}U резонансными нейтронами.....	37
Выдрут-Власенко С.М., Константинов Б.Д. Энергетический спектр продуктов глубокоупругих реакций с тяжелыми ионами в модели квазиделения	42
Кондратько М.Я., Мосесов А.В., Петряк К.А. Распределения продуктов фотоделения ^{237}Np и ^{239}Pu по массам и зарядам	47
Мостовая Т.А. , Биржков С.А., Мостовой В.И., Осочников А.А. Вероятность тройного деления урана-235 с вылетом длиннопобежной альфа-частицы	52
Никитин А.М. Тройное деление тяжелых ядер и ядерные реакции с образованием трех частей	57
Крамаровский Я.М., Чечев В.П. Роль тройного деления в синтезе обойденных ядер	62

Рубоченя В.А., Явлиц С.Г. Связь вероятности тройного деления с динамическими характеристиками делящегося ядра на стадии спуска с седловой точки	67
Грачев В.Т., Гусев Ю.И., Селиверстов Д.М., Смирнов Н.Н. Детальное исследование спонтанного деления ^{252}Cf с эмиссией α -частиц	72
Полеко Л.А., Руднев Ю.П., Петров Г.А. Исследование электронного и γ -излучений при делении ^{239}Pu тепловыми и резонансными нейтронами	77
Груша О.В., Меликов Ю.В., Скюткина Л.Н., Тулинов А.Ф., Юминов О.А. Времена жизни делящихся ядер, образующихся в результате каскадной эмиссии нейтронов	82
Серов В.И., Андреев М.Ф., Гладков В.В., Завгородний В.А. Эмиссия нейтронов и γ -квантов деления в реакциях $^{235}\text{U}(d, pf)$ и $^{239}\text{Pu}(d, pf)$	87

С е к ц и я IV. Ядерные данные делящихся изотопов, трансактинидов и осколков деления

Беланова Т.С., Горбачева Л.В., Грудзевич О.Т., Игнатик А.В., Мантуров Г.Н., Пляскин В.И. Сравнительный анализ оценок сечений радиационного захвата нейтронов для важнейших продуктов деления	92
Абагян Л.П., Захарова С.М. Многогрупповые сечения поглощения продуктов деления изотопов прометия и самария	105
Рубцов П.М., Ружанский П.А. Эффективное одногрупповое сечение реакции (n, γ) смеси продуктов деления урана и плутония	110
Колобашкин В.М., Алексанкин В.Г., Лютостанский Ю.С., Рубцов П.М., Ружанский П.А. Прогнозируемые ядерно-физические характеристики короткоживущих нейтронно-избыточных ядер	115
Васильев А.П., Кандиев Я.З., Читайкин В.И. Расчеты некоторых опытов на системах из ^{235}U и ^{238}U со спектральными нейтронными константами ВАС	119
Породзинский Ю.В. О вычислении реакторных функционалов в области неразрешенных резонансов для делящихся ядер	124

Арлыт Р., Боне Х., Вагнер В., Йош М., Ортлеш Х., Музиоль Г., Пауш Г., Хербах К., Алказов И.Д., Ганза Е.А., Драпчинский Л.В., Душин В.Н., Коваленко С.С., Косточкин О.И., Кузьмин В.Н., Петржак К.А., Румянцев Е.В., Солошенко П.С., Соловьев С.М., Фомичев А.В., Шпаков В.И.	
Абсолютные измерения сечения деления ^{239}Pu нейтронами с энергией 8,5 МэВ	I29
Адамов В.М., Гусев С.Е., Драпчинский Л.В., Кольцов В.В., Коваленко С.С., Косточкин О.И., Петржак К.А., Плескачевский Л.А., Соколов А.М., Соловьев С.М., Солошенко П.С., Тренкин В.А.	
Абсолютные измерения сечений деления ^{234}U , ^{236}U , ^{240}Pu , ^{241}Pu и ^{243}Am нейтронами делительного спектра ^{252}Cf	I34
Адамчук Ю.В., Восканян М.А., Мурадян Г.В., Симонов П.Ю., Щепкин Ю.Г.	
Измерение величины альфа на резонансах ^{235}U и ^{239}Pu	I37
Трофимов Ю.Н., Немиллов Ю.А.	
Сечение радиационного захвата ^{237}Np при $E_n=0,3+1,9$ МэВ	I42
Литяев В.М., Душин В.А., Коробейников В.В., Цибуля А.М., Коробейникова Л.В.	
Изучение сечения увода под порог деления урана-238	I47
Андросенко Х.Д., Королев Г.Г., Шпак Д.Л.	
Измерение отношений сечений деления ^{238}U и ^{235}U в диапазоне энергий нейтронов 0,85+3,72 МэВ	I53
Говердовский А.А., Гордишин А.К., Кузьминов Б.Д., Митрофанов В.Ф., Сергачев А.И.	
Измерение отношений сечений деления $^{238}\text{U}/^{235}\text{U}$ быстрыми нейтронами	I59
Давлетшин А.Н., Типунков А.О., Тихонов С.В., Толстиков В.А., Тужилов В.В., Шерман Л.Е.	
Результаты измерений $\sigma_{n,\gamma}^{236}\text{U}$ относительно $\sigma_{n(n)}^1\text{H}$ в диапазоне энергий нейтронов 0,16-1,15 МэВ	I64
Rács P., Daroczy S., Csikai J., Erdei K., Kornilov N.V., Baryba V.Ya., Salnikov O.A.	
Measurement of the cross sections for the $^{232}\text{Th}/n,2n/$ reaction in the 6,8 to 10,5 MeV energy range	I68
Крова Л.Н., Поляков А.А., Рухло В.П., Титаренко Ю.Е., Комин С.Ф., Стогов Ю.В.	
Экспериментальное определение тепловых сечений и резонансных интегралов радиационного захвата ^{230}Th , $^{231,232,233}\text{Pa}$, ^{236}U , ^{237}Np	I77

Давлетшин А.Н., Типунков А.О., Тихонов С.В., Толстикова В.А., Тужилова В.В., Шерман Л.Е., Грудзевич О.Т. Результаты измерений $\sigma_{n,\gamma}^{236\text{U}}$ относительно $\sigma_{n,\gamma}^{197\text{Au}}$ в диапазоне энергий нейтронов 0,16-1,15 МэВ	181
Давлетшин А.Н., Типунков А.О., Тихонов С.В., Толстикова В.А., Тужилова В.В., Байкалов С.Н., Королев В.С. Результаты измерений $\sigma_{n,\gamma}^{237\text{Np}}$ относительно $\sigma_{n,\gamma}^{197\text{Au}}$ в диапазоне энергий нейтронов 0,16-1,15 МэВ	185
Давлетшин А.Н., Типунков А.О., Тихонов С.В., Толстикова В.А., Тужилова В.В. Результаты измерений $\sigma_{n,\gamma}^{237\text{Np}}$ относительно $\sigma_{n,\gamma}^{197\text{Au}}$ в диапазоне энергий нейтронов 0,16-1,15 МэВ	189
Говердовский А.А., Гордишин А.К., Кузьминов Б.Д., Митрофанов В.Ф., Сергачев А.И. Измерение отношений сечений деления ^{236}U и ^{235}U нейтронами с энергией 5,7-10,7 МэВ	193
Lajtai A., Dyachenko P.P., Kutzaeva L.S., Kononov V.N., Androsenko P.A., Seregina E.A., Androsenko A.A. An absolute measurement of ^{252}Cf prompt fission neutron spectrum at low energy range	197
Ануфриев В.А., Алексеев А.Б., Бабич С.И., Ефремов Ю.В., Ерин Е.А., Кочергин Н.Г., Нефедов В.Н., Никольский С.Н., Тимофеев Г.А. Измерение полного нейтронного сечения и резонансных параметров ^{249}Cf в области энергии 0,02-66 эВ	213
Колесов В.В., Лукьянов А.А. Результаты многоуровневой параметризации нейтронных сечений ^{239}Pu	217
Ваньков А.А., Украинцев В.Ф., Курмджиева Н., Тошков С., Чан Хань Май, Янева Н. Оценка групповых констант ^{239}Pu из анализа данных по пропусканию в области энергий нейтронов 0,4-20 кэВ	222
Ваньков А.А., Украинцев В.Ф., Тошков С., Янева Н. Средние резонансные параметры и групповые константы ^{240}Pu и ^{242}Pu в области энергий нейтронов 1-46 кэВ	227
Мантуров Г.Н., Лунев В.П., Горбачева Л.В. Оценка нейтронных данных ^{232}Th и ^{238}U в области неразрешенных резонансов	231
Комаров А.В., Лукьянов А.А. Анализ резонансного самоэкранирования ^{238}U в области неразрешенных резонансов	238

Григорьев Ю.В., Бакалов Т., Илчев Г. Исследование резонансной структуры сечения рассеяния урана-238 в диапазоне энергий нейтронов $E=1+100$ кэВ.....	243
Ваньков А.А., Григорьев Ю.В., Гостева Л.С., Украинцев В.Ф. Средние характеристики резонансной структуры нейтронных сечений ^{238}U в области энергий нейтронов 2-45 кэВ	247
Теплых В.Ф., Платыгина Е.В., Петржак К.А., Смирнов А.В., Несогатиков В.В., Солонкин А.А. Измерение выхода ^{135}Xe при делении изотопов урана, ^{238}Pu и ^{239}Pu	251
Бахроми И.И., Беллев А.Д., Бикбова З.С., Коган В.И., Муминов А.И., Пикуль В.П., Попеко Л.А., Усмандияров А.М. Изменение выходов первичных продуктов деления при делении ядер ^{239}Pu нейтронами реакторного спектра и надсамариевыми	254
Гудков А.Н., Давлетшин А.Н., Живун В.М., Звонарев А.В., Коваленко В.В., Колдобский А.Б., Колеганов Ю.Ф., Калобашкин В.М., Кривашев С.В., Лифоров В.Г., Ливень Н.С., Типунков А.О., Толстиков В.А. Измерение выходов продуктов деления урана-236 и урана-238 моноэнергетическими нейтронами методом полупроводниковой гамма-спектрометрии	259
Немировский П.Э. Микроскопический расчет выхода и групповых констант запаздывающих нейтронов	264
Сикора Д.И. Зависимость полных и приведенных выходов запаздывающих нейтронов от параметра $(\alpha Z_c - \alpha c)$	269
Ганич П.П., Лендел А.И., Сикора Д.И. Выходы запаздывающих нейтронов при фотоделении тяжелых ядер	275
Блинов М.В., Бойков Г.С., Витенко В.А. Экспериментальное изучение формы энергетического распределения нейтронов спонтанного деления калифорния-252	280
Нефедов В.Н., Старостов Б.И., Бойцов А.А. Прецизионные измерения спектров мгновенных нейтронов деления ^{252}Cf , ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu в области энергий 0,04-5 МэВ	285
Старостов Б.И., Нефедов В.Н., Бойцов А.А. Прецизионные измерения спектров мгновенных нейтронов деления ^{252}Cf , $^{233}\text{U}+n_T$, $^{235}\text{U}+n_T$, $^{239}\text{U}+n_T$ в интервале энергий 2-II МэВ	290

Бойцов А.А., Семенов А.Ф., Старостов Б.И. Относительные измерения спектров мгновенных нейтронов деления $^{233}\text{U}+n_T$, $^{235}\text{U}+n_T$, $^{239}\text{Pu}+n_T$ в области энергий 0,01-5 МэВ	294
Бойцов А.А., Старостов Б.И. Прецизионные измерения спектра мгновенных нейтронов деления ^{252}Cf в области энергий 0,01-3 МэВ	298
Бойцов А.А., Старостов Б.И. Оценка формы спектра мгновенных нейтронов спонтанного деления ^{252}Cf	301
Блинов М.В., Спиборский Б.Д., Филатенков А.А. Заселение возбужденных состояний ^{238}U и ^{232}Th в реакции ($n, n'\gamma$)	308
Мурзин А.В., Либман В.А., Кононенко И.В., Лубченко Н.А., Харакоз И.Н. Спектры γ -лучей из реакции $^{238}\text{U}(n, \gamma)^{239}\text{U}$ при захвате нейтронов со средней энергией 2,24 и 55 кэВ	313
Грудзевич О.Т., Игнатик А.В., Маслов В.М., Пашенко А.Б. Согласованное описание сечений реакций (n, nf) и ($n, n'\sigma$) для трансурановых ядер	318

С е к ц и я У. Свойства нейтронных резонансов

Колмаджиева Н., Тошков С., Янева Н. Эффекты флуктуации резонансных параметров в средних нейтронных сечениях	324
Комаров А.В., Соловьев Н.А., Колесов В.Е. Сравнительная оценка функций распределения сечений резонансных нейтронов в группе	328
Анципов Г.В. Систематика плотности уровней ядер в области $A=150+200$	332
Станьчик Х., Шитула М. Расчет парциальных радиационных ширин нейтронных резонансов в рамках полуклассического подхода	338
Втирин В.А., Жак А., Попов Ю.П., Салацкий В.И., Чадраабал И., Вертебный В.П., Долгов В.А., Кирилжк А.Л. Реакция $^{95}\text{Mo}(n, \alpha)$ на промежуточных нейтронах и средние α -ширины в- и р-резонансов	342

Гледенов Ю.М., Жак А., Маринова С., Митриков М., Островная Т.М., Попов Ю.П., Салацкий В.И.	
Проверка наличия нестатистических эффектов для парциальных α -переходов в резонансах реакции $^{67}\text{Zn}(n, \alpha)^{64}\text{Ni}$	346
Кнатъко В.А., Шиманович Е.А.	
Анализ корреляции ширин s -нейтронных резонансов $^{64,66,68}\text{Zn}$	351
Комаров А.В.	
Оценка эффектов флуктуаций нейтронных ширин и междуровневых расстояний при расчете групповых функционалов сечений	356
Шеничный В.А., Вертебный В.П., Грицай Е.А., Ворона П.Н., Кривенко В.Г.	
Поиск нейтронных резонансов изомера европия-152 ($T_{1/2}=9,3$ ч)	361
Беляев Ф.Н., Болотский В.П., Боровлев С.П.	
Спины нейтронных уровней сурьмы-121	366
Мастеров В.С., Работнов Н.С.	
Влияние квантового числа К на статистическое распределение приведенных нейтронных ширин	369
Зайдель К., Майстер А., Миттаг З., Пабст Д., Пикельнер Л.Б., Пилыц В., Чаммер Р.	
Химические сдвиги нейтронных резонансов ^{235}U и среднеквадратичные радиусы компаунд-состояний	374
Зайдель К., Зайферт А., Зелигер Д., Майстер А., Миттаг З., Пилыц В.	
Доплеровское уширение нейтронных резонансов ^{238}U и ^{240}Pu в кристаллических решетках и газовое приближение	379
Ласонь Л., Пштула М.	
Вычисление протонных и альфа-ширин нейтронных резонансов в рамках полуклассического описания	384
Гледенов Ю.М., Попов Ю.П., Ряголь Х., Салацкий В.И.	
Изучение с помощью резонансных нейтронов реакции (n, p) на радиоактивных ядрах-мишенях ^{22}Na , ^{36}Cl и ^{40}K и стабильном ядре ^{35}Cl	388

НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА

Материалы 6-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике,
Киев, 2-6 октября 1983 г.
Том 2

Ответственный редактор О.А.Шалина

Подписано в печать 31.05.84. Т- 13218. Формат 60x84 1/16.
Печать офсетная. Печ.л.25,0. Уч.-изд.л.20,0. Тираж 500 экз.
Зак.тип. № 657

Отпечатано в ЦНИИатоминформе
127434, Москва, а/я 971

**Нейтронная физика. Том 2 (Материалы 6-й Всесоюзной
конференции по нейтронной физике, Киев,
2—6 октября 1983 г.) М., 1984, 1—400.**