

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

С 343
Я-603

3 - 5688

Н.Б. Янева

ПАРАМЕТРЫ
НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ ^{235}U И ^{239}Pu
И ИХ СТАТИСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА

Специальность 01.055 - физика атомного ядра
и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание учёной
степени кандидата физико-математических наук

Дубна 1971

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель:

член-корреспондент АН СССР, доктор физико-математических наук
Ф.Л. Шапиро

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук
В.И. Мостовой

кандидат физико-математических наук
А.А. Лукьянов

Ведущее научно-исследовательское учреждение:

Институт теоретической и экспериментальной физики.

Автореферат разослан " " 1971 г.

Защита диссертации состоится " " 1971 года на заседании Объединенного Ученого совета ЛЯР и ЛНФ ОИЯИ, Дубна, Московской области, конференц-зал.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ

Ученый секретарь Совета

Э.Н. Каржавина

3 - 5688

Н.Б. Янева

ПАРАМЕТРЫ
НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ ²³⁵U И ²³⁹Pu
И ИХ СТАТИСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА

Специальность 01.055 - физика атомного ядра
и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук

У6496Р

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Значение процесса деления для техники и жизни человечества определяет исключительный интерес к его изучению. Исследования нейтронных резонансов делящихся ядер дают ценные результаты для реакторной физики, а также информацию, которую можно применить для интерпретации деления в свете новых идей в теории ядра.

В последние годы проводится много измерений полных и парциальных сечений взаимодействия резонансных нейтронов с делящимися ядрами на импульсных нейтронных спектрометрах по времени пролёта, например, /1,2/.

Стремление провести более детальное изучение свойств возбужденных уровней определило постановку работ по измерению полных и парциальных сечений взаимодействия резонансных нейтронов с делящимися ядрами при умеренном разрешении. Эксперименты были проведены в 1967-68 гг. с тремя изотопами U^{233} , U^{235} и Pu^{239} . Они являются продолжением проводимых в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ исследований нейтронных резонансов делящихся ядер /3,4/.

Измерения были проведены методом времени пролёта с импульсным быстрым реактором (ИБР) ОИЯИ /5/ в качестве источника резонансных нейтронов.

Экспериментальная информация анализировалась для получения параметров нейтронных резонансов делящихся ядер. Далее исследовались статистические свойства экспериментальных наборов парциальных резонансных ширин. Параметры распределений этих величин связаны с характеристиками процесса деления, вызванного медленными нейтронами.

Анализ усредненных сечений дает возможность делать выводы о механизме процесса деления на основе гипотезы о двугорбом барьере /6/. Расчёты такого типа по анализу структуры в ходе сечения деления можно проводить только на довольно мощных вычислительных машинах, например, типа БЭСМ-6, которыми располагает ОИЯИ.

В настоящей диссертации описана методика эксперимента и приведены результаты измерений и обработки экспериментальной информации. В первой главе рассматривается методика и процедура измерений и приводятся результаты, полученные непосредственно на эксперименте, а также при микроскопическом анализе сечений. Вторая и третья главы посвящены статистическим распределениям резонансных параметров и корреляционным зависимостям между ними. В четвертой главе суммированы результаты анализа усредненных сечений в энергетическом интервале 0 - 2000 эв.

Материалы, изложенные в диссертации, докладывались на всесоюзных и международных совещаниях и конференциях (XIX ежегодное совещание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Ереван (1969), конференция по физике и химии деления, Вена (1969), англо-советский семинар по ядерным данным для реакторов) и опубликованы в печати /7-II/.

Методика измерений, обработка и результаты.

Пролётное расстояние (L) составляло 1010 м. Временные спектры регистрировались 40%-канальными анализаторами с ширинами каналов 8 и 16 мксек. Это обеспечивало разрешение $\Delta t/L = (40 + 55)$ нсек/м.

Для регистрации актов деления и радиационного захвата использовался жидкостный сцинтилляционный детектор объемом 500 л цилиндрической формы на основе толуола с добавками пара-терфенила и ПОПОП /12/. С помощью обезвоженного метилового спирта в раствор был введен пропионовокислый кадмий в количестве, обеспечивающем отношение числа ядер кадмия к числу ядер водорода, равное 0,004. Исследуемый образец помещался в центре бака в геометрии, близкой к 4π .

Регистрации акта деления соответствует задержанное совпадение двух событий: 1) испускания мгновенных δ^- - лучей деления, фиксирующих момент деления и 2) захвата кадмием одного из замедлившихся нейтронов деления, фиксирующего сам факт деления и дающего в результате каскад в среднем из четырех δ^- - квантов с полной энергией 9,2 мэв. Радиационный захват нейтрона образцом сопровождается испусканием нескольких δ^- - квантов с полной энергией, равной энергии связи нейтрона в образовавшемся ядре. Задержанное совпадение соответствовало акту деления и эта информация накапливалась одним из временных анализаторов. Акты без сопровождающего импульса регистрировались другим временным анализатором. Последняя информация включала события, относящиеся к радиационному захвату нейтронов образцом, делению, не зарегистрированному в делительном канале и, наконец, фону.

При измерениях учитывался постоянный фон, создаваемый радиоактивностью помещения, космическим излучением и естественной δ^- - активностью образца, фон от рециклических нейтронов, фон, связанный с рассеянием нейтронов пучка на коллиматорах, заглушках нейтроновода, конструкционных материалах детектора и т.д., а также фон запаздывающих нейтронов реактора.

Были проведены отдельные измерения с идентичными образцами U^{238} и свинца для определения вклада в экспериментальный спектр радиационного захвата нейтронов от потенциального рассеяния.

Для уменьшения вклада потенциального рассеяния между чувствительным объемом детектора и образцом помещался цилиндрический фильтр из порошка Li^6F толщиной 3 см. Для уменьшения рассеяния нейтронного пучка на воздухе внутренний продольный канал детектора откачивался до 1 мм Hg . Фон случайных совпадений при регистрации деления определялся методом задержанных совпадений.

Вклады всех рассмотренных фонов считались статистически независимыми и суммировались, что, по-видимому, справедливо, так как просчёты из-за наложения импульсов в пределах мертвого времени регистрирующих систем не превышали (1+3)% и учитывались при обработке.

После учёта фона счёт в канале, регистрирующем радиационный захват, определялся только актами радиационного захвата и деления, не зарегистрированными в делительном канале.

В измерениях пропускания использовался жидкостный сцинтилляционный боросодержащий детектор /13/.

Вся информация, полученная в измерениях делений, радиационных захватов и пропускания, отдельными сериями передавалась по кабелю на электронную вычислительную машину, где проводилась её первичная обработка.

Микроскопический анализ измеряемых сечений проводился методом площадей по одноуровневой формуле Брейта-Вигнера без учёта интерференции между резонансами.

Связь между суммарным числом отсчётов детектора по всему резонансу, не зависящим от разрешения нейтронного спектрометра по времени пролёта и параметрами этого резонанса, дается /14/:

$$\sum_i N_i^i = \Pi(E_0) \epsilon_f \frac{f_i}{\Gamma} A_{E_0} (n_D, \Gamma, g \Gamma_n, \Delta), \quad (1)$$

$$\sum_i N_c^i = \Pi(E_0) \epsilon_c \frac{f_c}{\Gamma} \left(1 + \frac{\epsilon_n \Gamma_n}{\epsilon_c \Gamma_c}\right) A_{E_0} (n_D, \Gamma, g \Gamma_n, \Delta),$$

где $\Pi(E_0)$ - число нейтронов в единичном энергетическом интервале, падающих на всю площадь образца за время измерений; $\Gamma, \Gamma_f, \Gamma_c, \Gamma_n$ - полная, делительная, полная радиационная и нейтронная ширины рассматриваемого уровня; $\epsilon_f, \epsilon_c, \epsilon_n$ - эффективности регистрации актов деления, радиационного захвата и нейтронного рассеяния; A_{E_0} - площадь провала над кривой пропускания; n_D - толщина (яд/см²) детекторного образца; Δ - доплеровская ширина; g - статистический фактор.

Из данных по пропусканию определялись площади провала над кривой пропускания:

$$A_{E_0} = f(g \Gamma_n, \Gamma, \Delta, n_T) \quad (2)$$

n_T - толщина пропускающего образца.

Измерения самоиндикации, в которых использовался делительный канал детектора, имеющий низкий уровень фона, позволяют получать величину:

$$S(DT) = \frac{A(n_D + n_T) - A(n_T)}{A(n_D)} = \frac{\sum_i N_i (n_D + n_T)}{\sum_i N_i (n_D)} \exp(n_T \sigma_P), \quad (3)$$

σ_P - сечение потенциального рассеяния, определяемое по пропусканию между резонансами.

g_{Pn} и Γ рассчитывались на ЭВМ методом наименьших квадратов из уравнений (2) и (3). Число уравнений определялось наличием двух типов измерений, а также и числом образцов - несколько для каждого измерения. Характеристики измеряемых образцов приведены на таблице I.

U^{235} . Измеряемые образцы, обогащенные исследуемым изотопом до 90%, были в виде металлических пластин и окиси-закиси, нанесенной на алюминиевую фольгу площадью 250 см². Уровень фона в канале делений - (0,3 + 3)%, а в канале радиационного захвата - (8 + 20)% от счета в резонансе 8,78 эв.

Были определены параметры 78 резонансных уровней U^{235} в энергетической области 2 + 50 эв.

Pu^{239} . В измерениях использовались металлические образцы плутония с содержанием Pu^{239} 97,5%. Уровень фона во временных спектрах деления и радиационного захвата не превышал соответственно 15% и 30% от счета в резонансе при $E_0 = 7,83$ эв. Были определены параметры 32 уровней Pu^{239} в энергетической области 5 - 85 эв.

U^{233} . Высокий фон жесткого γ - излучения дочерних продуктов радиоактивной цепочки распада урана не позволил применить описанную методику измерений актов деления и радиационного захвата. Были получены из измерений пропускания величины g_{Pn} и Γ для 13 уровней в энергетической области 0,5 + 20 эв.

Таблица I
Характеристики образцов урана-233, урана-235
и плутония-239.

Изотоп	Тип измерений	Деление, радиационный захват	Пропускание	Самоиндикация
Уран-233 (толщина ядер/барн)			$2,5 \cdot 10^{-4}$	
			$4,9 \cdot 10^{-4}$	
			$7,1 \cdot 10^{-4}$	
Уран-235 (толщина ядер/барн)		$8,31 \cdot 10^{-5}$	$4,27 \cdot 10^{-4}$	$= 2,14 \cdot 10^{-3}$
		$4,27 \cdot 10^{-4}$	$2,14 \cdot 10^{-3}$	$= 2,27 \cdot 10^{-3}$
		$2,14 \cdot 10^{-3}$	$1,30 \cdot 10^{-2}$	$= 4,27 \cdot 10^{-4}$
		$1,30 \cdot 10^{-2}$	$2,20 \cdot 10^{-2}$	
Плутоний-239 (толщина ядер/барн)		$2,85 \cdot 10^{-4}$	$2,85 \cdot 10^{-4}$	$= 1,28 \cdot 10^{-3}$
		$5,88 \cdot 10^{-4}$	$5,88 \cdot 10^{-4}$	$= 2,85 \cdot 10^{-4}$
		$8,8 \cdot 10^{-4}$	$1,28 \cdot 10^{-3}$	$= 5,88 \cdot 10^{-4}$
		$1,28 \cdot 10^{-3}$	$2,70 \cdot 10^{-3}$	$= 1,42 \cdot 10^{-3}$
		$2,70 \cdot 10^{-3}$		

Результатами этих измерений подтверждено наличие слабых уровней соответственно при $E_i = 9,7; 10,65; 11,05; 21,85$ и $22,4$ эв в U^{235} и при $E_i = 11,5; 49,6; 58,6; 63,4; 69,9$ эв в Pu^{239} .

Среднее расстояние между уровнями (без разделения по спину) составляет для U^{235} $\langle D \rangle = 0,63 \pm 0,05$ эв и для Pu^{239} $\langle D \rangle = 2,68 \pm 0,25$ эв.

Большое число измерений (см. таблицу I) и совершенствование методики позволили значительно повысить надежность полученных результатов в сравнении с измерениями /3,4/. Рассчитанные из нейтронных ширин и расстояний между уровнями значения силовой функции $S_0 / 15 /$ для U^{235} и Pu^{239} согласуются в пределах ошибок со значениями, полученными из анализа средних сечений поглощения нейтронов в области энергий $0,3 \pm 30$ кэв.

Статистические свойства нейтронных резонансов.

Анализ экспериментальных данных о параметрах нейтронных резонансов в большой мере относится к статистическим распределениям параметров уровней. Теоретические предпосылки определения функции распределения нейтронных ширин основываются на рассмотрении амплитуды, приведенной нейтронной ширины в рамках модели составного ядра. Из статистических соображений и одноканальности процесса нейтронной эмиссии следует, что значения амплитуд приведенных нейтронных ширин подчиняются гауссовскому распределению с нулевой средней. Распределение самих приведенных нейтронных ширин есть распределение Портера-Томаса /16/, которое является χ^2 - распределением с числом степеней

свободы $\nu = I$. Развивая это представление, можно считать, что ширины процесса, который протекает с одинаковой вероятностью через ν - независимых каналов, подчиняются χ^2 - распределению с числом степеней свободы ν . Основное свойство χ^2 - распределения величины Γ со средним значением $\langle \Gamma \rangle$:

$$\langle \Gamma \rangle^2 / \text{var } \Gamma = \frac{\nu}{2} \quad (4)$$

В соответствии с выражением (4) из экспериментального набора парциальных ширин были определены числа степеней свободы распределений приведенных нейтронных ширин U^{235} .

$\nu = 1,0 \pm 0,1$ и Pu^{239} $\nu = 1,2 \pm 0,1$. Средние приведенные нейтронные ширины $\langle 2g\Gamma_n^0 \rangle = 0,107 \pm 0,017$ мэв и $0,84 \pm 0,21$ мэв соответственно.

Из канальной теории деления /17/ следует, что средняя делительная ширина зависит сильно от спина составного ядра. Для чётно-чётных составных ядер, образованных при захвате s - нейтронов $U^{233}, U^{235}, Pu^{239}$ (спин I ядра-мишени отличен от нуля) среди наблюдаемых экспериментально резонансов должны проявляться две подсистемы уровней, соответствующие двум спином составного ядра $J = I \pm \frac{1}{2}$. Кроме спина эти подсистемы уровней характеризуются своими средними значениями резонансных параметров, например, средними значениями делительных ширин и числом эффективно открытых каналов.

Экспериментальные наборы делительных ширин были анализированы методом наименьших квадратов в предположении, что их распределение описывается суммой из двух χ^2 - распределений. Такой анализ дает возможность определить средние делительные ширины и число эффективно открытых каналов для каждого спинового состояния

составного ядра, не зная значения спина индивидуальных уровней. Результаты анализа делительных ширин U^{235} и Pu^{239} представлены в таблице 2. Полученные значения средних делительных ширин по двум спиновым состояниям составного ядра U^{236} согласуются с теоретическими оценками /18/. Спины резонансных уровней Pu^{239} известны довольно хорошо, что дает возможность анализировать спиновые подсистемы в отдельности. Полученные при этом средние значения делительных ширин и числа эффективно открытых каналов согласуются с результатами, представленными в таблице 2. Значения числа степеней свободы согласуются с известными данными /19/ о спектре переходных состояний U^{236} и Pu^{240} в седловой точке.

Таблица 2

Ядро	g	ν	$\langle \Gamma_f \rangle$
U^{235}	$\frac{9}{16}$	$2,8 \pm 0,9$	$33,3 \pm 5,1$
	$\frac{7}{16}$	$3,2 \pm 0,6$	$81,5 \pm 5,3$
Pu^{239}	$\frac{3}{4}$	$1,2 \pm 0,6$	$45,1 \pm 7,0$
	$\frac{1}{4}$	$1,3 \pm 0,4$	$295,3 \pm 123,5$

Используя полученные параметры уровней Pu^{239} , можно определять g - фактор для уровней с большими Γ_n в предположении, что Γ_c - величина постоянная. Тогда в соответствии с соотношением $\Gamma_c = \Gamma - \Gamma_f - (2g\Gamma_n/2g)$ можно приписать уровням при $E_i = (44,6 \text{ эв}); (50,18 \text{ эв}); (52,8 \text{ эв}); (63,4 \text{ эв}); (66,2 \text{ эв}); (75,6 \text{ эв})$ спин 1^+ ($g = 0,75$) и $E_i = (41,68)$, спин 0^+ ($g = 0,25$).

(В скобках приведены энергии уровней, для которых определение спина не является однозначным).

Полученные значения спинов хорошо согласуются с результатами работ /20/, в которых определены спины большого числа уровней Pu^{239} из измерений резонансного рассеяния и пропускания нейтронов.

При анализе экспериментальных данных по резонансным параметрам представляет интерес изучение корреляций между ними. Для машинных расчетов особенно удобно использовать следующее выражение для коэффициента корреляции /21/:

$$r_{ab} = \frac{m \sum_{i=1}^m \Gamma_{ai} \Gamma_{bi} - \sum_{i=1}^m \Gamma_{ai} \sum_{i=1}^m \Gamma_{bi}}{\left\{ \left[m \sum_{i=1}^m \Gamma_{ai}^2 - \left(\sum_{i=1}^m \Gamma_{ai} \right)^2 \right] \left[m \sum_{i=1}^m \Gamma_{bi}^2 - \left(\sum_{i=1}^m \Gamma_{bi} \right)^2 \right] \right\}^{\frac{1}{2}}}, \quad (5)$$

где Γ_{ai}, Γ_{bi} - любые парциальные ширины i -того уровня. Рассчитанные в соответствии с выражением (5) коэффициенты корреляции между парциальными резонансными ширинами равны:

$$\begin{aligned} U^{235} \quad r(2g\Gamma_n^0, \Gamma_f) &= 0,16 \pm 0,28 \\ r(2g\Gamma_n^0, \Gamma_c) &= 0,45 \pm 0,37 \\ r(\Gamma_f, \Gamma_c) &= 0,19 \pm 0,41 \\ Pu^{239} \quad r(2g\Gamma_n^0, \Gamma_f) &= 0,30 \pm 0,29 \\ r(2g\Gamma_n^0, \Gamma_c) &= -0,09 \pm 0,51 \\ r(\Gamma_f, \Gamma_c) &= 0,03 \pm 0,54 \end{aligned}$$

Указанные ошибки включают как экспериментальные ошибки измерения параметров уровней $\Delta \Gamma_{ai}, \Delta \Gamma_{bi}$, так и статистические ошибки, которые определяются тем, что число членов рядов Γ_{ai} и Γ_{bi} конечно и равно m . Эти два вида ошибок по величине значительно друг от друга не отличаются.

Причину проявления положительной корреляции между приведенными нейтронными и делительными ширинами можно поискать в том факте, что в эксперименте пропускается некоторая часть уровней. Так как высота резонанса пропорциональна Γ_n , а ширина Γ_f , то уровни с большим Γ_f и малым Γ_n , те, у которых эти величины антикоррелируют, будут низкими и широкими и легко могут быть пропущены при анализе сечений /22/. Величина коэффициента корреляции будет зависеть от числа пропущенных уровней /22/. Нами получена зависимость $r(2g\Gamma_n, \Gamma_f)$ от числа пропущенных уровней при предположении, что приведенные нейтронные ширины подчиняются распределению Портера-Томаса и делительные ширины χ^2 -распределению с числом степеней свободы ν . Детальные расчёты на вычислительной машине дают основание сделать вывод, что при разумных предположениях о виде распределения делительных ширин наблюдаемую положительную корреляцию между приведенными нейтронными и делительными ширинами невозможно объяснить только эффектом пропуска уровней на эксперименте.

Флуктуации в сечении деления.

Исследование сечений, усредненных по энергетическим интервалам, содержащим довольно большое число резонансных уровней, можно проводить в значительно более широком энергетическом интервале, чем область разрешенных резонансов. Флуктуации средних нейтронных сечений связаны со свойствами распределений плотностей и ширин уровней. Соответственно из усредненных сечений можно получить сведения о резонансных параметрах.

Метод резонансного группового анализа был предложен впервые Эггельстафом /23/ на основе автокорреляционной техники. Этот метод заключается в исследовании статистических свойств полученной из непрерывного экспериментального спектра последовательности чисел

a_j , которые представляют сечение, усредненное по энергетическому интервалу W и определяются выражением:

$$A(E) = \sum_0^E \left[\frac{\sigma_f(E') \sqrt{E'}}{\langle \sigma_f(E') \sqrt{E'} \rangle} - 1 \right] \Delta E' \quad (6)$$

$a_j = A(jW) - A[(j-1)W]$.
 $\sigma_f(E')$ — последовательные точки экспериментального сечения, $\Delta E'$ — расстояние между ними. Зависимость хода сечения от \sqrt{E} таким образом устранена. Энергетическое разрешение экспериментального спектра накладывает ограничения на полный интервал E , в котором проводится этот анализ, а также и на интервал усреднения W , главным образом из-за того, что число экспериментальных точек, попадающих в этот интервал, должно быть довольно большое — не меньше трех.

Наличие структуры в ходе сечения может отразиться на статистических свойствах ряда чисел a_j . Если между соседними членами ряда существует связь, она выразится в корреляции между ними, которую можно обнаружить изучением автокорреляционных коэффициентов. Автокорреляционные коэффициенты вычисляются согласно выражению:

$$r_k = \frac{\text{Cov}[a_j(w); a_{j+k}(w)]}{[\text{Var} a_j(w); \text{Var} a_{j+k}(w)]^{1/2}} \quad (7)$$

$$j = 1, 2, \dots, n \quad ; \quad k = 1, 2, \dots, n/2$$

По осцилляциям в коррелограмме (зависимости $r_k(k)$) можно судить о периодичности в ходе сечения деления.

Нами был проведен автокорреляционный анализ сечения деления U^{235} /9/ и Pu^{239} /10/. Согласно упомянутому ограничительному условию и при данном энергетическом разрешении 40 нсек/м для U^{235} и 60 нсек/м для Pu^{239} энергетический интервал анализируемого сечения был ограничен до 2000 эв. Интервал усреднения менялся от 30 до 120 эв.

Рассчитанные коррелограммы при интервале усреднения 60 эв

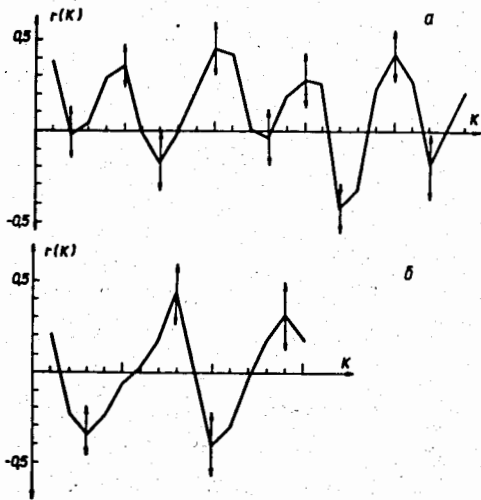


Рис. 1. Коррелограммы, рассчитанные из экспериментального сечения деления U^{235} (а) и Pu^{239} (б), интервал усреднения 60 эв.

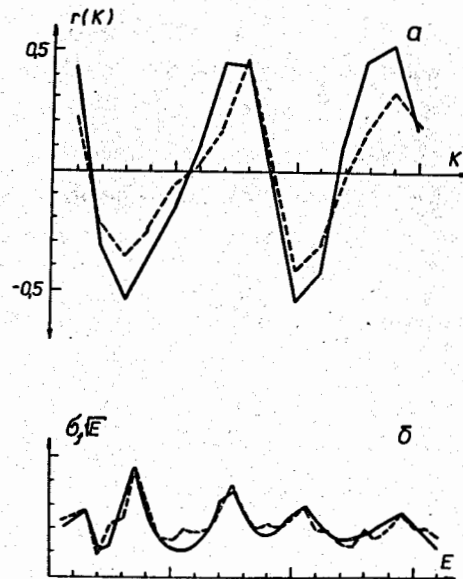


Рис. 2. Сравнение коррелограмм (а) и хода усредненных сечений, рассчитанных из экспериментального (пунктирная линия) и построенного по указанной процедуре сечения Pu^{239} .

показаны на рис. 1а (U^{235}) и 1б (Pu^{239}). В коррелограммах ясно выражены осцилляции, превышающие предел ошибок статистического характера ($\Delta r = (1-r^2)/\sqrt{n}$, где n - число членов ряда σ_j). Период осцилляций не зависит от интервала усреднения и равен 200 эв для U^{235} и 400 эв для Pu^{239} .

Попытка объяснения флуктуаций средних сечений флуктуациями резонансных параметров, которые получены микроскопическим анализом сечений в области разрешенных резонансов, показала, что сделать это невозможно. Рассчитанная из флуктуаций параметров величина $\text{var} \sigma_j / \langle \sigma_j \rangle^2$ (σ_j - сечение, усредненное по интервалам W , а $\langle \sigma_j \rangle$ - сечение, усредненное по всему анализируемому интервалу) примерно в 3 раза меньше той же самой величины, рассчитанной из усредненных сечений.

К объяснению наблюдаемой периодичности в ходе сечения деления можно привлечь гипотезу о существовании второго минимума в зависимости потенциальной энергии ядра от его деформации /6/. Во второй яме могут существовать возбужденные состояния (уровни второго типа). Плотность этих состояний значительно меньше плотности обычных состояний, а вероятность деления с такого состояния значительно больше.

Из спектра переходных состояний делящихся ядер при критической деформации /19/ ясно, что в Pu^{239} должен быть один, а в U^{235} - два подбарьерных канала. Можно предположить, что в делении через эти каналы проявятся уровни второго типа. Предполагая период осцилляций в коррелограмме равным среднему расстоянию между уровнями второго типа и используя обычную формулу для плотности уровней в зависимости от энергии возбуждения ядра, например, из /24/, можем

оценить разницу в эффективных энергиях возбуждения в двух потенциальных ямах. Из наших данных эта величина получается равной 3,2 Мэв для U^{235} и 2,9 Мэв для Pu^{239} .

Видимо, простое сопоставление периода коррелограмм со средним расстоянием между уровнями второго типа нельзя считать удовлетворительным. Нами были сделаны попытки анализировать сечение деления Pu^{239} в области неразрешенных резонансов, при предположении, что в экспериментально наблюдаемое сечение дают вклад две системы уровней. Уровни первого и второго типа взаимодействуют между собой, что приводит к модуляции делительной ширины уровней первого типа. Выражение сечения деления в рамках такой модели дано в /25/.

$$\begin{aligned} \overline{\sigma(E)} &= c g \sum_j \frac{\Gamma_{0j} \Gamma_{1j}}{(E_j - E)^2 + \frac{1}{4} \Gamma_j^2} \\ \hat{\Gamma}_{1j} &= \Gamma_{1j} + \sum_k \frac{\Gamma_{1k} A_{kj}}{(E_k - E)^2 + \frac{1}{4} \Gamma_k^2} \\ \hat{\Gamma}_j &= \Gamma_{0j} + \Gamma_{1j} + \hat{\Gamma}_{1j} \\ c &= 6,52 \cdot 10^5 \text{ (барн эв}^{1/2}\text{)} \end{aligned} \quad (8)$$

$A_{kj} = N_{kj} N_{jk}$ - квадрат элемента матрицы взаимодействия между двумя ямами;

$\Gamma_{0j}, \Gamma_{1j}, \Gamma_{1j}$ - нейтронная радиационная и делительная ширина уровней в первой яме;

Γ_{1k} - делительная ширина уровней во второй яме;

E_1 и E_2 - положения уровней в первой и второй яме.

Параметры уровней второго типа определялись путем подгонки выражения (8) к экспериментально наблюдаемому сечению. Расстояния между уровнями во второй яме и их делительные ширины получались как псевдослучайные числа, подчиняющиеся определенному закону распределения. Для каждого набора таких чисел строилось сечение деления согласно (8) и считалась сумма квадратов отклонения

расчётного сечения от экспериментального. Расчётное сечение исправлялось также на функцию разрешения.

На рис. 4б показана подгонка экспериментального сечения к выражению типа (8), а на рис. 4а — сравнение коррелограмм экспериментального и расчётного сечений. Места находжений уровней второго типа, соответствующие этому случаю: $E_i = 98$ эв, 265 эв, 531 эв, 1017 эв, 1394 эв, 1897 эв, 2232 эв, их делительные ширины $\Gamma_{ii} = 9,87$ эв, 1,10 эв, 8,36 эв, 10,78 эв, 7,71 эв, 11,21 эв, 14,42 эв. Величина $A_{kj} = 40$ эв также получена путем подгонки. Среднее расстояние между уровнями второго типа равно 318 эв. Эти результаты получены в предположении, что спины уровней второго типа равны 1. Такие же расчёты в предположении, что спины уровней второго типа равны 0, показали, что описать при этом сечение деления в рамках предлагаемой модели невозможно. Полученные нами местоположения уровней второго типа находятся в хорошем согласии с результатами работы /26/.

Подводя итоги описанных работ, следует выделить два раздела:

1. Выполнены измерения нейтронных сечений изотопов U^{233} , U^{235} и Pu^{239} , позволившие получить или уточнить параметры значительного числа уровней. Проведен анализ распределений парциальных ширин нейтронных резонансов U^{235} и Pu^{239} и получены параметры этих распределений.

2. Приведен анализ усредненных сечений U^{235} и Pu^{239} . В свете гипотезы о двугорбом барьере получены параметры уровней второго типа в Pu^{239} .

Литература:

1. A.Michaudon et al., Nucl. Phys. 69, 545 (1965).
2. J.Blons, H.Derrien, A.Michaudon, Proceedings of Conference on Nucl. Data for Reactors (Helsinki 1970, IAEA/CN, 2663).
3. Ван Ши-ди и др. Атомная энергия 19, вып.1, стр.43 (1965).
4. Ю.В.Рябов и др. Ядерная физика, 5, вып.5, стр.925 (1967).
5. Г.Е.Блохин, Д.И.Блохинцев, Ю.А.Блюмкина и др. Атомная энергия 10, вып.5, 437 (1961).
6. V.M.Strutinsky (Talk on the Meeting of the European Physical Society, Florens, April, 1968).
7. Ю.В.Рябов, Со Дон Сик, Н.Чиков, Н.Янева; Препринт ОИЯИ РЗ-4992.
8. Ю.В.Рябов, Н.Янева, Тезисы докладов конференции по физике и химии деления, Вена, 1969.
9. Ю.В.Рябов, Со Дон Сик, Н.Чиков, Н.Янева, Атомная энергия т.24, вып.4, 1968.
10. Ю.В.Рябов, Со Дон Сик, Н.Чиков, Н.Янева, Англо-советский семинар по ядерным данным для реакторов, Дубна, июнь 1968г.
11. Ю.В.Рябов, Н.Янева. Тезисы докладов XIX ежегодного совещания по ядерной спектроскопии и структуре ядра, Ереван (1969).
12. Ван Ши-ди, Ю.В.Рябов. ПТЭ № 4 (1965).
13. И.Визи, Г.И.Забиякин и др. Nucl. Electronics 1, p.27, IAEA, Vienna (1967)
14. J.Hughes, Journ. Nucl. Energy 1, 327 (1955).
15. Ю.В.Рябов, Ф.И.Фенин. Тезисы докладов XIX ежегодного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Ереван 1969.
16. С.Е.Porter, R.G.Thomas, Phys. Rev. 104 (1956) 483.
17. A.Bohr, Proc. Int. Conf. Peaceful Uses Atomic Energy, Geneva 1955, vol. 2, p. 220 (United Nations, New York, 1956).

18. Н.О.Базазянц, М.В.Гордеев, Атомная энергия т.13, вып.14, 321, (1962).
19. J.J.Griffin, Physics and Chemistry of Fission, IAEA, Vienna SM 60/4 (1965).
20. G.D.Sauter, G.D.Bowman, Phys. Rev. Lett. 15, 19 (1965).
M.Asghar, Nucl. Phys. A98, 33 (1967).
21. А.Уорсинг, Дж.Тэффнер. Методы обработки экспериментальных данных. Изд.ин.лит., Москва, 1949.
22. Е.В.Гай, Н.С.Работнов, Ядерная физика 7, вып.5, 967 (1968).
23. P.Egelstaff, J. Nucl. Energy 7 (1958) 35.
24. J.M.B.Lang and R.J. le Couteur, Proc; Phys. Soc. A61, 586 (1953).
25. P.B.Perez, G. de Saussure and M.V.Moore, Physics and Chemistry of Fission, Vienna, 1969, IAEA-SM-122/12.
26. J.Blons, Ch.Eggermann et A.Lichaudon, CR. Acad. Sc. Paris, t. 267 (1968) 901.

Рукопись поступила в издательский отдел

16 марта 1971 года.