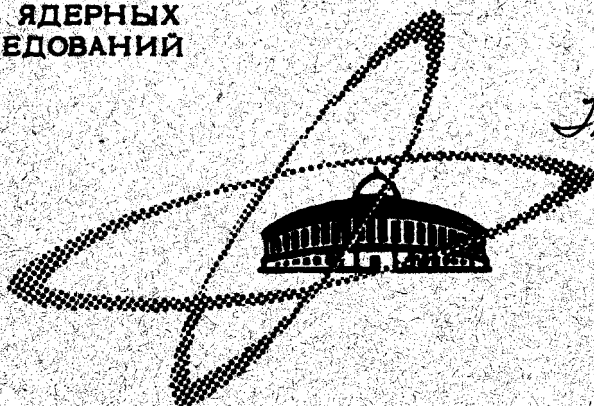


ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

JINR - P3 - 4992



MASTER

Ю.В. Рябов, Со Дон Сик, Н. Чиков, Н. Янева

ПАРАМЕТРЫ НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ
U-233, U-235 И Pu-239

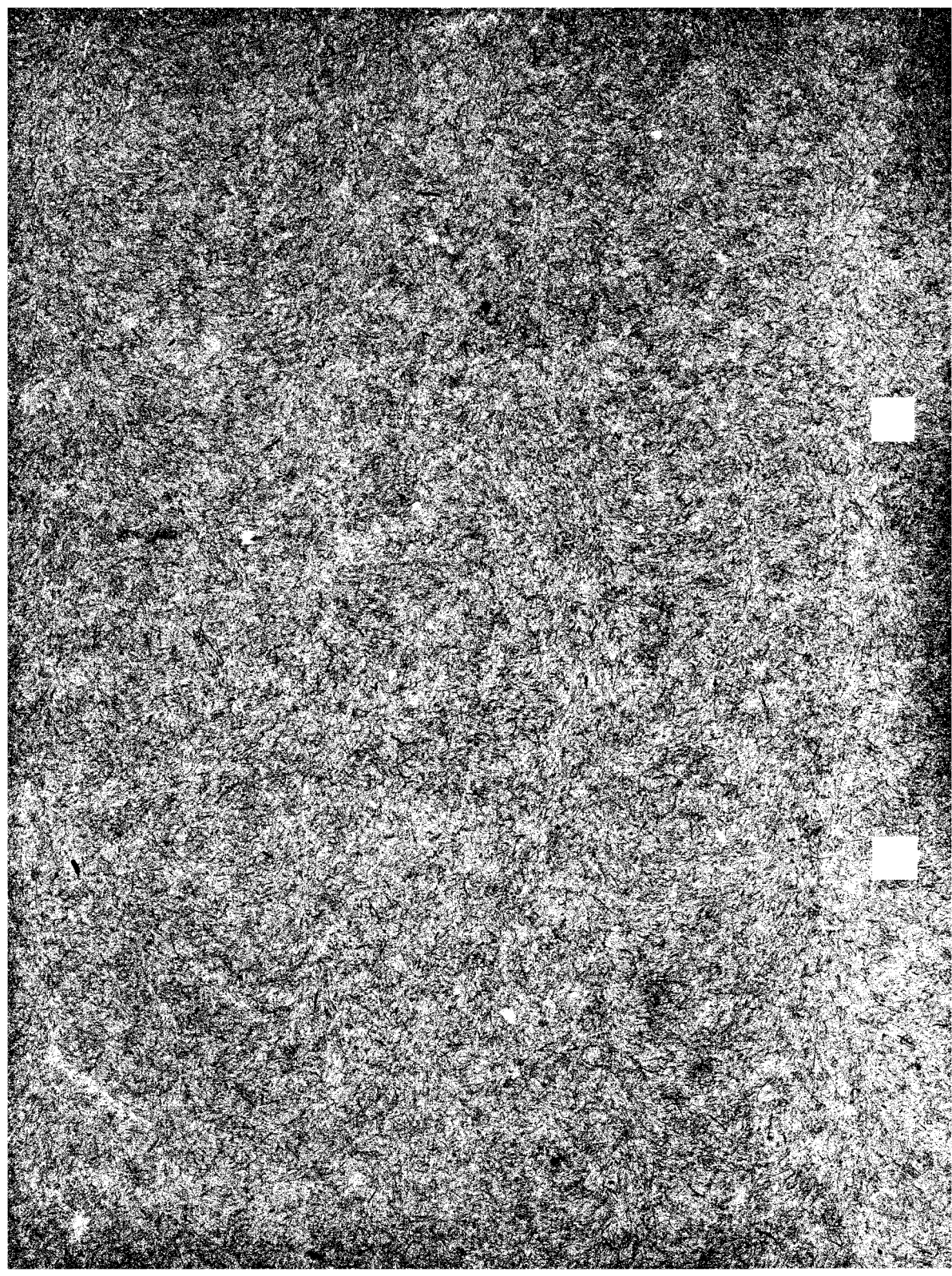
1970

DISTRIBUTION OF THIS DOCUMENT IS UNLIMITED

1970

RECEIVED BY DTIC JUN

ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОГО ФИЗИКИ



P3 - 4992

Ю.В. Рябов, Со Дон Сик, Н. Чиков, Н. Янева

**ПАРАМЕТРЫ НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ
U-233, U-235 и Pu-239**

Направлено в ЯФ

DISTRIBUTION OF THIS DOCUMENT IS UNLIMITED

Carl

S u m m a r y

The total cross sections of U-233, U-235 and Pu-239, the fission and radiative capture cross sections of U-235 and Pu-239 were measured by the time-of-flight method with time resolution of 40 and 55 $\frac{ns}{m}$ using the JINR pulsed fast reactor. The liquid boron scintillation detector was used to detect the resonance neutrons in the measurements of the total cross sections by the transmission method. The measurements of the total cross sections and that of fission and radiative capture by the self-indication method were carried out using a large cadmium-loaded liquid scintillation detector.

The parameters $g\Gamma_n$, Γ , Γ_f and Γ_c for 78 levels of U-235, 32 levels of Pu-239 and the parameters $g\Gamma_n$, Γ for 13 levels of U-233 were calculated by the area method.

In recent years the investigations of resonance neutron interactions with fissionable nuclei by the time-of-flight method using the pulsed neutron spectrometer are being developed^{1,2,3}. They are stimulated both by growing demands to the accuracy of the partial neutron cross section measurements and by the possibility of comparing different experimental characteristics of the interaction process itself, and, in particular, of the fission process, with the theoretical nuclear models.

Исследования взаимодействия резонансных нейтронов с делящимися ядрами в последние годы интенсивно развиваются на импульсных нейтронных спектрометрах по времени пролета ^{/1,2,3/}. Они стимулируются не только растущими требованиями реакторной физики в отношении точности измерений парциальных нейтронных сечений, но и возможностью сопоставления различных экспериментальных характеристик самого процесса взаимодействия, и в частности процесса деления, с теоретическими ядерными моделями.

Стремление к постановке экспериментов в условиях максимальной разрешающей способности приводит к ограничению получаемой информации, так как из-за недостаточной светосилы, сопутствующей высокому разрешению, обычно измеряются только полные эффективные сечения взаимодействия нейтронов ^{/1/}. Это позволяет изучать вопросы, связанные только со статистикой уровней, определением нейтронной силовой функции и ее энергетической зависимости.

В данной работе, которая является продолжением проводимых в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ исследований нейтронных резонансов делящихся ядер ^{/4,5,6/}, осуществляется тенденция более полного изучения свойств возбужденных уровней при умеренном разрешении путем измерения полных и парциальных сечений взаимодействия резонансных нейтронов с делящимися ядрами.

Методика измерений

Измерения были проведены методом времени пролета с импульсным быстрым реактором ОИЯИ ^{/7/} в качестве источника резонансных нейтронов. Пролетное расстояние (L) составляло 1010 м. Временные спектры регистрировались 4096-канальными анализаторами с ширинами каналов 8 и 16 мксек. Это обеспечивало разрешение $\frac{\Delta t}{L} = (40 \pm 55) \text{ нсек/м.}$

1. Деление и радиационный захват. 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. 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 .

Принцип регистрации основан на том факте, что деление сопровождается испусканием мгновенных γ -лучей и нейтронов, а радиационный захват - только γ -лучей.

Регистрации акта деления соответствует задержанное совпадение двух событий: 1) испускания мгновенных γ -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 γ -квантов с полной энергией $\approx 9,2$ Мэв. Время, разделяющее эти события, определяется средним временем жизни нейтронов в детекторе до захвата и равняется ≈ 8 мксек.

Радиационный захват нейтрона образцом сопровождается испусканием нескольких γ -квантов с полной энергией, равной энергии связи нейтрона в образовавшемся ядре. Подробные сведения о конструкции детектора и его характеристиках приведены в работе авторов ^{/8/}. Та-

ким образом, 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.

Постоянный фон, создаваемый радиоактивностью помещения, космическим излучением и естественной γ -активностью образца, не зависит от времени и учитывается достаточно точно в измерениях без работающего реактора.

Для исключения фона от рециклических нейтронов в области энергий до 20 эв измерения проводились с помещенным в пучок кадмиевым фильтром ($n\sigma_{Cd}^{th} = 22,4$), а выше 20 эв - с борным фильтром ($n\sigma_B^{th} = 15$).

Для учета фона, связанного с рассеянием нейтронов пучка на коллиматорах, заглушках нейтронотода, конструкционных материалах детектора и т.д., а также фона запаздывающих нейтронов реактора, нейтронный пучок перекрывался фильтрами из серебра и кобальта с толщинами $2,9 \cdot 10^{-3}$ ядер/барн ($n\sigma_0 = 5,3$ для $E_0 = 5,2$ эв) и $2,8 \cdot 10^{-3}$ ядер/барн ($n\sigma_0 = 11,0$ для $E_0 = 132$ эв) соответственно. Счет детектора в резонансах, принадлежащих этим изотопам, принимался равным фону из-за полного выведения из пучка нейтронов соответствующих энергий.

Вклад в экспериментальный спектр радиационного захвата нейтронов от потенциального рассеяния исследуемым изотопом, примесями и упаковкой образца определялся из отдельных измерений с идентичными образцами U-238 и свинца.

Для уменьшения вклада потенциального рассеяния между чувствительным объемом детектора и образцом помещался цилиндрический фильтр из порошка Li^6F толщиной 3 см ($n\sigma_{на} = 8,4$ для $E = 10$ эв

и $n \sigma_n \sigma = 2,6$ для $E = 100$ эв). Для уменьшения рассеяния нейтронного пучка на воздухе внутренний продольный канал детектора откачивался до давления 1 мм. Hg.

Для определения фона случайных совпадений при регистрации делений использовался метод задержанных совпадений. Величина задержки составляла 40 мксек, что в 5 раз превышает среднее время жизни нейтрона до захвата в детекторе. Как отмечалось в работе авторов /6/, этот метод достаточно точно учитывает фон в том случае, когда аппаратная полуширина резонанса превышает величину задержки более чем в 3 раза (низкоэнергетические резонансы). Если это условие не выполнялось, то экспериментальная кривая фона умножалась на фактор $k = [1 - (\tau / 2\Theta)^2]^{-1}$; где 2Θ - аппаратная полуширина резонанса, τ - электронная задержка при измерении фона.

Вклады всех рассмотренных фонов считались статистически независимыми и суммировались, что, по-видимому, справедливо, так как просчеты из-за наложения импульсов в пределах мертвого времени регистрирующих систем не превышали (1+3)% и учитывались при обработке /9/.

В зависимости от условий эксперимента (изотоп, общее количество исследуемого изотопа и т.д.) пороги регистрации γ -лучей деления и радиационного захвата выбирались равными (0,3+0,9) Мэв в режиме совпадений, а нейтронов деления - (0,8+1,5) Мэв в режиме суммирования /8/. При этом эффективности регистрации актов деления и радиационного захвата, измеренные методом, описанным в работе /8/, составляли от 65 до 30% и от 30 до 15% соответственно.

Таким образом, после учета фона счет в канале, регистрирующем радиационный захват, определялся только актами радиационного захвата и делениями, не зарегистрированными в делительном канале. Счет для одного канала временного анализатора может быть представлен в следующем виде:

$$\Delta N_f^i(t) = \epsilon_f N_f^i(t) \quad (\text{канал делений}) \quad (1)$$

$$\Delta N_{\gamma}^i(t) = [N_o^i(t) + \frac{W}{\epsilon_f} \Delta N_f^i(t)] \epsilon_o$$

(канал радиационного захвата),

где N_f^i - полное число актов деления в i -том канале временного анализатора за время t , N_o^i - полное число актов радиационного захвата в i -том канале временного анализатора за время t , ϵ_f - эффективность регистрации актов деления, ϵ_o - эффективность регистрации актов радиационного захвата, W - эффективность, с которой в канале радиационного захвата регистрируются акты, относящиеся к делению. Эта величина порядка $(0,1+0,3)$ и определяется с точностью не хуже $(2+3)\%$ /8/.

2. Пропускание. В измерениях пропускания использовался жидкостный сцинтилляционный боросодержащий детектор /10/, имеющий эффективность регистрации нейтронов 40% для $E_n = 100$ эв при собственном фоне около 20 имп/сек. Фон в измерениях определялся с помощью перекрывающих пучок фильтров из серебра и кобальта, о которых сказано выше. Измерения, как обычно, велись чередующимися короткими сериями с образцом и без образца.

Вся информация, полученная в измерениях делений, радиационных захватов и пропускания, отдельными сериями передавалась по кабелю на электронную вычислительную машину (ЭВМ), где хранилась на магнитной ленте. По окончании измерений все серии одного типа с магнитной ленты вводились в память ЭВМ, суммировались, исправлялись на просчеты за счет мертвого времени регистрирующей аппаратуры и обрабатывались в соответствии с описываемой ниже процедурой.

Обработка и результаты

Применительно к проведенным измерениям известный метод площадей /11/ позволяет получать связь между суммарным числом отсчетов детектора по всему резонансу, не зависящим от разрешения нейтронного спектрометра по времени пролета, с параметрами этого резонанса.

Для случаев регистрации делений и радиационных захватов можно записать:

$$\sum_i N_f^i = \Pi(E_0) \epsilon_f \frac{\Gamma_f}{\Gamma} A_{E_0}(n_D, \Gamma, g\Gamma_n, \Delta), \quad (2)$$

$$\sum_i N_c^i = \Pi(E_0) \epsilon_c \frac{\Gamma_c}{\Gamma} \left(1 + \frac{\epsilon_n \Gamma_n}{\epsilon_c \Gamma_c}\right) A_{E_0}(n_D, \Gamma, g\Gamma_n, \Delta), \quad (3)$$

где $\Pi(E_0)$ - число нейтронов в единичном энергетическом интервале, падающих на всю площадь образца за время измерений, определяемое методом, описанным в работе /8/; $\Gamma, \Gamma_f, \Gamma_c, \Gamma_n$ - 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, равный $(2J+1)/(2I+1)$, где J - спин составного ядра, а I - спин ядра-мишени.

Из данных по пропусканию определялись площади провала над кривой пропускания, которые являются также функцией параметров резонанса $g\Gamma_n, \Gamma, \Delta$ и n_T яд/см², т.е.

$$A_{E_0} = f(g\Gamma_n, \Gamma, \Delta, n_T). \quad (4)$$

Измерения самоиндикации ¹²/, в которых использовался делительный канал детектора, имеющий низкий уровень фона, позволяют получать величину

$$S(DT) = \frac{A(n_D + n_T) - A(n_T)}{A(n_D)} = \frac{\sum_i N_i (n_D + n_T)}{\sum_i N_i (n_D)} \exp(n_T \sigma_p), \quad (5)$$

где n_T и n_D - толщины пропускающего и детекторного образцов, σ_p - сечение потенциального рассеяния, определяемое по пропусканию между резонансами.

Для нахождения параметров $g\Gamma_n$ и Γ на ЭВМ методом наименьших квадратов решалась система уравнений вида (4) и (5). Программой обработки вводились поправки на крылья резонансов в предположении, что сечения вблизи резонанса описываются формулой Брейта-Вигнера для изолированного уровня без учета эффектов интерференции.

Следует отметить, что использование двух типов измерений для определения $g\Gamma_n$ и Γ уменьшает вероятность систематических ошибок, поскольку в этих экспериментах источники ошибок различны. Кроме того, для каждого типа эксперимента измерения были проведены с несколькими образцами, что дает возможность использовать значительно большее число уравнений, чем число неизвестных параметров, что также улучшает надежность полученных результатов.

1. Уран-235. В измерениях использовались образцы урана в виде металлических пластин и окиси-закиси, нанесенной на алюминиевую фольгу площадью 250 см², обогащенные исследуемым изотопом до 90%. Толщины образцов приведены в табл. 1.

Фон в канале делений составлял (0,3±3)%, в канале радиационного захвата - (8±20)% от счета в резонансе 8,78 эв для указанных толщин образцов. Фон при измерении пропускания определялся в основном собственным фоном детектора.

На рис. 1,2 для иллюстрации приведены участки экспериментальных спектров пропускания, самоиндикации и семейство кривых, построенных на основании уравнений (4), (5) для уровня при $E_0 = 19,3$ эв. Использование выражений (2), (3) для случая "тонкого" образца (условия $\epsilon_n \ll \epsilon_c$ и $\Gamma_n \ll \Gamma_c$ выполняются для всех уровней урана-235) позволяет определять величины $\sigma_0 \Gamma_f$, $\sigma_0 \Gamma_c$ и $a = \frac{\Gamma_c}{\Gamma_f}$. Доплеровская ширина принималась равной $\Delta = 0,0211\sqrt{E}$. Аналогичные расчеты параметров уровней изотопов U-234 ($E_0 = 5,19$ эв) и U-238 ($E_0 = 6,68$ эв), присутствующих в образцах, показали, что используемый метод обработки является достаточно надежным. В табл. 2 для сравнения приведены полученные в настоящей работе параметры этих уровней и параметры, взятые из "Атласа нейтронных сечений" /13/. Видно, что результаты хорошо согласуются между собой.

В табл. 3 приведен полный набор параметров уровней урана-235 (кроме спина) в энергетической области 2+50 эв. Делительная ширина была получена из выражения $\Gamma_f = \Gamma / (1+a)$, а полная радиационная - из $\Gamma_c = \Gamma - \Gamma_f - 2g\Gamma_n$. Для уровней с неизвестной полной шириной радиационная ширина принималась постоянной и равной $\langle \Gamma_c \rangle = 43$ Мэв ($\langle \Gamma_c \rangle$ - среднее значение, полученное по 34 уровням с экспериментально определенной радиационной шириной), а $\Gamma_f = \Gamma_c / a$.

Уровням, для которых $g\Gamma_n$ невозможно было определить из измерений полных сечений, приписывалось значение $\sigma_0 \Gamma = \sigma_0 \Gamma_f + \sigma_0 \Gamma_c$, так как $\sigma_0 \Gamma_n \ll \sigma_0 \Gamma$, и $g\Gamma_n = (\sigma_0 \Gamma_c + \sigma_0 \Gamma_f) / 4\pi\lambda_0^2$, где $2\pi\lambda_0$ - длина волны нейтрона при энергии E_0 .

2. Плутоний-239. В измерениях использовались металлические образцы плутония с содержанием плутония-239 97,5%. Толщины образцов приведены в табл. 1. Основным источником фона являлось спонтанное деление Pu-240, присутствующего в образце. Уровень фона во времен-

ных спектрах деления и радиационного захвата не превышал соответственно 15 и 30% от счета в резонансе при $E_0 = 7,83$ эв для используемых толщин образцов. На рис. 3 для иллюстрации приведены участок экспериментального спектра самоиндикации и пропускание для уровня при $E_0 = 7,83$ эв.

Из выражений (2,3) можно определить величины Γ_f / Γ , Γ_c / Γ и, следовательно, Γ_f и Γ_c , зная из измерений пропускания $g\Gamma_n$ и Γ .

Для слабых уровней ($\Gamma_n < \Gamma_c$) $g\Gamma_n$ определялось так же, как и для урана-235. В табл. 4 приведены параметры уровней плутония-239 в энергетической области 5+85 эв. Используемая в расчетах доплеровская ширина равна $\Delta = 0,0208 \sqrt{E}$.

3. Уран-233. В измерениях использовались образцы урана-233 в виде окиси-закиси, нанесенной на алюминиевую фольгу. Толщины образцов указаны в табл. 1. Описанную методику измерений актов деления и радиационного захвата невозможно было применять в данном случае из-за высокого фона жесткого γ -излучения дочерних продуктов радиоактивной цепочки распада урана. Поэтому данные о параметрах ряда сильных и хорошо разрешенных резонансов урана-233, приведенные в табл.5, содержат только полученные из измерений пропускания величины $g\Gamma_n$ и Γ в энергетической области 0,5+20 эв. На рис. 4 показана кривая пропускания образца урана-233 ($n_T = 4,9 \cdot 10^{-4}$ яд/барн) в исследованной области энергий. Используемая в расчетах доплеровская ширина равна $\Delta = 0,0212 \sqrt{E}$.

Информация, полученная для U-233 в настоящих измерениях, имеет ограниченный характер и недостаточна для проводимых ниже обсуждений. Эти обсуждения касаются в основном свойств уровней U-235 и Pu-239.

Обсуждения

1. Нейтронные ширины и силовые функции. В сечениях U-235 и Pu-239 подтверждено наличие слабых уровней соответственно при $E_1 = 9,7; 10,65; 11,05; 21,85; 22,4$ эв и $11,5; 49,6; 58,6; 63,4; 69,9$ эв, обнаруженных в работах авторов /4,6/.

При расчете важной для теории ядра величины - силовой функции S_0 , определяющей вероятность "прилипания" в сечении образования составного ядра, использовался метод определения максимально правдоподобного значения S_0 , предложенный в работе /17/. Полученные значения силовых функций для U-235, 235 и Pu-239 равняются соответственно $S_0 = (1,39^{+0,90}_{-0,39}) \cdot 10^{-4}$; $(1,29^{+0,54}_{-0,29}) \cdot 10^{-4}$ и $(1,43^{+0,68}_{-0,34}) \cdot 10^{-4}$.

Ошибка обусловлена в основном статистикой числа наблюдаемых уровней. 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. Ошибка вычислялась для распределения расстояний между уровнями по Вигнеру и также зависела в основном от числа рассматриваемых уровней. Рассчитанные S_0 для U-235 и Pu-239 согласуются в пределах ошибок со значениями, полученными из анализа средних сечений поглощения нейтронов в области энергий 0,3-30 кэв /14/. Экспериментальные распределения приведенных нейтронных ширин хорошо описываются χ^2 -распределением с числом степеней свободы ν_n , близким к 1. Величина ν_n была получена из соотношения

$$\left\langle \left(\frac{2g\Gamma_n^0}{\langle 2g\Gamma_n^0 \rangle} \right)^2 \right\rangle - 1 = \frac{2}{\nu_n} \quad (6)$$

и равнялась $1,0 \pm 0,1$ для U-235 и $1,2 \pm 0,1$ для Pu-239, а средние приведенные нейтронные ширины $\langle 2g\Gamma_n^0 \rangle = 0,107 \pm 0,017$ Мэв и $0,84 \pm 0,21$ Мэв соответственно.

2. Полная радиационная ширина. Средние значения полной радиационной ширины $\langle \Gamma_c \rangle$ равняются 43 ± 2 мэв для U-235 (34 уровня с определенными радиационными ширинами) и 41 ± 2 мэв для Pu-239 (29 уровней). Так как полная радиационная ширина для каждого уровня является суммой большого числа парциальных-ширин, то следует ожидать довольно узкого распределения радиационных ширин относительно среднего значения по всем рассматриваемым уровням. В соответствии с формулой (6) экспериментальные распределения полных радиационных ширин описываются χ^2 -распределениями с $\nu_c \approx 30$ для U-235 и $\nu_c \approx 80$ для Pu-239. Следует отметить, что узкое распределение радиационных ширин для Pu-239 хорошо согласуется с предсказываемым теорией значением $\nu_c \approx 100$ /16/, но для U-235 ν_c заметно меньше предсказываемого. Более широкое распределение полных радиационных ширин для U-235 может быть связано, в частности, с тем, что средние радиационные ширины отличаются для двух спиновых состояний.

3. Делительная ширина. При делении четно-четных составных ядер резонансными нейтронами энергия связи нейтрона незначительно (на $1 \pm 1,5$ Мэв) превышает наинизший делительный порог. В этом случае квантовые состояния переходного ядра при критической деформации (каналы) в основном соответствуют коллективным движениям, так как из-за наличия энергетической щели каналы нуклонной и коллективной природы разделены также на величину порядка 1,5 Мэв. Число доступных каналов в пределах энергетической щели ограничено по спину (J) и четности (π) и может быть связано с поведением делительных ширин резонансных уровней.

Так, среднее значение делительной ширины уже содержит информацию о характеристиках делительных каналов согласно известной формуле Бора-Уилера /18/

$$\langle \Gamma^{J\pi} \rangle = \frac{\langle D^{J\pi} \rangle}{2\pi} \sum_{i=1}^{\nu} P(E, E_i^1, E_{\text{curv}}^1),$$

где

$$P(E, E_i^1, E_{\text{curv}}^1) = \left[1 + \exp \frac{2\pi(E_i^1 - E)}{E_{\text{curv}}^1} \right]^{-1}. \quad (7)$$

Здесь E_i^1 - высота барьера i -того канала деления, отсчитанная от основного состояния составного ядра, E_{curv}^1 - параметр, характеризующий кривизну вершины параболы, аппроксимирующей форму барьера ($E_{\text{curv}}^1 \approx 0,6$ Мэв), $P(E, E_i^1, E_{\text{curv}}^1)$ - проникаемость i -того канала. Таким образом, величина $(\nu)_1 = \sum_{i=1}^{\nu} P(E, E_i^1, E_{\text{curv}}^1)$, обычно называемая "числом открытых каналов", по своей физической сущности характеризует "степень открытости" каналов деления и только в случае полностью открытых каналов (проникаемость каждого канала равна 1) может дать сведения о числе каналов.

Кроме того, из самого вида статистического распределения делительных ширин можно также извлечь информацию о числе каналов, дающих вклад в процесс деления составного ядра с данными комбинациями спина и четности, так как из ограниченности числа открытых каналов следует вывод о малом числе степеней свободы статистического распределения делительных ширин и, следовательно, об их сильных флуктуациях относительно среднего значения.

Так, применение выражений (6,7) к системе уровней без разделения по спину дает следующие значения для "степени открытости" каналов $(\nu_{\text{эф}})_1$ и числа открытых каналов $(\nu_{\text{эф}})_2$: $(\nu_{\text{эф}})_1 = 0,57 \pm 0,14$; $(\nu_{\text{эф}})_2 = 4,6 \pm 0,8$ для U-235 и $(\nu_{\text{эф}})_1 = 0,40 \pm 0,15$; $(\nu_{\text{эф}})_2 = 1,0 \pm 0,2$ для Pu-239.

Полученное число открытых каналов для $U-235$ и $Pu-239$ находится в хорошем согласии с предложенной в работе /19/ схемой уровней переходного ядра при критической деформации, из которой следует, что в пределах энергетической щели несколько уровней соответствуют состояниям 3^- и 4^- ($U-236$) и только два уровня - состояниям 0^+ и 1^+ ($Pu-240$), причем последний лежит на 100-200 кэВ выше энергии связи нейтрона.

4. Спины уровней. Одним из основных вопросов, изучаемых методами нейтронной спектроскопии, является вопрос о спиновой зависимости параметров ядерных уровней. Знание спинов (и параметров) делящихся ядер особенно важно потому, что позволило бы экспериментально определить спектр уровней (каналов) переходного ядра и изучать свойства процесса деления, идущего через каналы с определенными спином и четностью. Прямое определение g -фактора из измерений резонансного рассеяния нейтронов имеет ограниченное применение из-за малой величины Γ_n по сравнению с Γ_f и Γ_c для большинства уровней $U-235$ и $Pu-239$ и малой разницы в величине g ($9/16$ и $7/16$) для двух спиновых состояний $U-235$. Поэтому представляет интерес косвенная информация о спиновой зависимости параметров уровней делящихся ядер. Как уже отмечалось в работе авторов /5/, по-видимому, следствием спиновой зависимости Γ_f является двугорбость в распределении Γ_f для $U-235$ (рис. 5). Причем характер распределения Γ_f не изменяется в энергетической области до 30 эВ и до 50 эВ и, следовательно, не является следствием систематических погрешностей, которые могли бы возникнуть с ухудшением энергетического разрешения. Это распределение можно рассматривать как наложение двух перекрывающихся распределений со средними $\langle \Gamma_f \rangle_1 = 87 \pm 20$ МэВ и $\langle \Gamma_f \rangle_2 = 26 \pm 6$ МэВ. Значения $\langle \Gamma_f \rangle$ по двум группам уровней хорошо согласуются с теоретическими оценками спиновой зависимости средних ширин деления для $U-235$ /20/ и позволяют условно приписать группе с $\langle \Gamma_f \rangle_1$ спин

$J=3^-$, а группе с $\langle \Gamma_i \rangle_2$ $J=4^-$. Это также подтверждено прямыми измерениями спинов уровней при $E_0 = 8,78$ эв ($J=3^-$) и $E_0 = 12,39$ эв ($J=4^-$). Следует отметить также удовлетворительное, в пределах точности эксперимента, согласие данного спинового разделения уровней с измерениями относительного выхода осколков симметричной массы, который согласно О.Бору ^{/22/}, также связан со спином канала деления.

Используя полученные в настоящей работе параметры уровней **Pu-239**, можно определить g -фактор для уровней с большими Γ_n в предположении, что Γ_c - величина постоянная. Тогда в соответствии с соотношением $\Gamma_c = \Gamma_f - (2g\Gamma_n/2g)$ можно приписать уровням при $E_1 = (44,6 \text{ эв}); (50,18 \text{ эв}); 52,8 \text{ эв}; 63,4 \text{ эв}; 66,2 \text{ эв}; 75,6 \text{ эв}$ спин 1^+ ($g = 0,75$) и $E_1 = (41,68 \text{ эв})$, 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 ^{/23/}, в которых определены спины большого числа уровней **Pu-239** из измерений резонансного рассеяния и пропускания нейтронов.

В соответствии с приведенным выше спиновым разделением для **U-235** и **Pu-239** можно оценить средние характеристики уровней двух спиновых состояний. Из данных табл. 6 следует, что средние радиационные и нейтронные ширины и для **U-235** и для **Pu-239** не отличаются в пределах ошибок, силовые функции S_0^J для **U-235** также одинаковы, но для **Pu-239** отличие S_0^J выходит за пределы ошибок, причем плотность уровней каждой спиновой системы приблизительно пропорциональна $(2J+1)^{-1}$. Таким образом, нет оснований для утверждения, содержащегося в работе ^{/24/}, что $\langle \Gamma_n^0 \rangle^J$ и S_0^J для двух спиновых систем уровней **U-235** могут отличаться в ≈ 5 раз.

5. Корреляции параметров уровней. До настоящего времени не было высказано никаких теоретических соображений о возмож-

ной связи между параметрами Γ_n^0 , Γ_f и Γ_o отдельного уровня. Все эти способы распада состояний составного ядра считаются независимыми, и соответствующие ширины от уровня к уровню флуктуируют также совершенно независимо.

Для системы, содержащей "m" пар значений Γ_{a1}, Γ_{b1} двух случайных величин, коэффициент корреляции определяется следующим образом /25/:

$$r_{ab} = \frac{[m \sum_{i=1}^m \Gamma_{a1} \Gamma_{b1} - \sum_{i=1}^m \Gamma_{a1} \sum_{i=1}^m \Gamma_{b1}]}{\{ [m \sum_{i=1}^m \Gamma_{a1}^2 - (\sum_{i=1}^m \Gamma_{a1})^2] [m \sum_{i=1}^m \Gamma_{b1}^2 - (\sum_{i=1}^m \Gamma_{b1})^2] \}}^{1/2}, \quad (8)$$

где Γ_{a1}, Γ_{b1} - любые пары парциальных ширин i -того уровня. Рассчитанные в соответствии с выражением (8) r_{ab} равны:

$$U-235 \quad r(2g \Gamma_n^0, \Gamma_f) = -0,04 \pm 0,18;$$

$$r(2g \Gamma_n^0, \Gamma_o) = 0,40 \pm 0,34;$$

$$r(\Gamma_f, \Gamma_o) = 0,11 \pm 0,26;$$

$$Pu-239 \quad r(\Gamma_n^0, \Gamma_f) = 0,30 \pm 0,29;$$

$$r(\Gamma_n^0, \Gamma_o) = -0,09 \pm 0,51;$$

$$r(\Gamma_f, \Gamma_o) = 0,03 \pm 0,61.$$

Указанные ошибки включают как экспериментальные ошибки измерения параметров уровней $\Delta \Gamma_{a1}, \Delta \Gamma_{b1}$, так и статистические ошибки, связанные с величиной m . Таким образом, можно утверждать, что в пределах ошибок $r=0$ и отсутствует какая-либо связь между выходными каналами распада состояний составного ядра, что подтверждается также в работе /27/. Это противоречит выводу работы /1/, в которой наб-

людается корреляция между Γ_0 и Γ_f для U-235 ($\tau \approx 0,65$). В работе /25/ также показано, что при отличающемся от нуля коэффициенте корреляции между различными ширинами можно сделать вывод о средних резонансных параметрах для двух спиновых систем составного ядра. Для такого вывода необходимо знать достаточно точно параметры большого числа уровней (не менее 100) и быть уверенным, что в рассматриваемой энергетической области нет пропущенных резонансов, так как это последнее обстоятельство может привести к появлению ложной корреляции между Γ_n^0 и Γ_f , как это отмечалось в работе /26/. Как показано выше, недостаточные точность и количество экспериментальных данных пока еще не позволяют оценить таким методом разницу средних параметров двух спиновых систем, принимая во внимание, что эта разница, по-видимому, невелика (для $\langle 2g\Gamma_n^0 \rangle$ и $\langle \Gamma_0 \rangle$).

В заключение авторы выражают благодарность проф. Ф.Л. Шапиро за внимание к работе, И.В. Кирпичникову и Ю.С. Замятнину за образцы, А.Б. Попову за предоставленную возможность проведения измерений на нейтронном детекторе, Ю.И. Колгину и Т.С. Афанасьевой за помощь в измерениях.

Л и т е р а т у р а

1. A. Michoudon et al. Nucl. Phys., 69, p. 545 (1965).
2. H. Nifenecker, G. Perrin. Physics and Chemistry of Fission, IAEA, Vienna, SM 60/16 (1965).
3. H. Derrien et al. Proceedings of Conference on Nucl. Data for Reactors (Paris), IAEA, Vienna, 2, p. 195 (1967).
4. Ван Ши-ди, Ван Юн-чан, Е. Дерменджиев, Ю.В. Рябов. Атомная энергия, 19, вып. 1, стр. 43 (1965).

5. Ван Ши-ди, Ван Юн-чан, Е. Дерменджиев, Ю.В. Рябов.
Physics and Chemistry of Fission, IAEA, Vienna, 1, p. 287 (1965).
6. Ю.В. Рябов, Ван Юн-чан, Е. Дерменджиев, Чжан Пэй-шу. Ядерная физика, 5, вып. 5, стр. 925 (1967).
7. Г.Е. Блохин, Д.И. Блохинцев, Ю.А. Блюмкина и др. Атомная энергия, 10, вып. 5, 437 (1961).
8. Ван Ши-ди, Ю.В. Рябов. ПТЭ №4 (1965).
9. Б.Е. Журавлев. Препринт ОИЯИ, 13-3292, Дубна, 1967.
10. И. Визи, Г.И. Забиякин и др. Nucl. Electronics. 1, p. 27, IAEA, Vienna (1962).
11. J. Hughes. Journ. Nucl. Energy. 1, 237 (1955).
12. J.L. Rosen, J.S. Desjardins et al. Phys. Rev., 118, N3 (1960).
13. Neutron Cross Sections, BNL 325 Suppl. N2 (1966).
14. Ю.В. Рябов, Ю.И. Фенин. Тезисы докладов XIX ежегодного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Ереван, 27 января - 4 февраля 1969 г., стр. 87.
15. L. Wilets. Theories of Nucl. Fission. Oxford (1964).
16. C.E. Porter, R.Y. Thomas. Phys. Rev., 104, N2, 483 (1956).
17. D.D. Slavinskas, T.J. Kennett. Nucl. Phys., 85, N3, 641 (1968).
18. D.L. Hill, J.A. Wheeler. Phys. Rev., 89, 1102 (1953).
19. J.J. Griffin. Physics and Chemistry of Fission, IAEA, Vienna, SM 60/4 (1965).
20. Н.О. Базазянц, И.В. Гордеев. Атомная энергия, 13, вып. 4, 321 (1962).

21. F. Poortmans et al. Proceedings of Conference on Nucl. Data for Reactors (Paris), IAEA. Vienna, CN23/79 (1967).
22. A. Bohr. Proceedings of Inter. Conf. PFE, Geneva (1955).
23. G.D. Sauter, G.D. Bowman. Phys. Rev. Lett., 15, 19 (1965);
M. Asghar. Nucl. Phys., A98, 33 (1967).
24. П.Е. Воротников. Ядерная физика, 6, вып. 4 (1967).
25. Е.В. Гай, Н.С. Работников. Ядерная физика, 7, вып. 5, 967 (1968).
26. Л.Н. Усачев, В.А. Павлинчук, Н.С. Работнов. Атомная энергия, 17, 22 (1964).
27. M.G. Cao, E. Migneco et al. Journ. Nucl. Energy, 22, 211 (1968).

Рукопись поступила в издательский отдел

18 марта 1970 года.

Таблица I

Характеристики образцов урана-233, урана-235 и
плутония-239

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

Таблица 2

Параметры резонансов $U-234$ и $U-238$

Изотоп	Уран-234 ($E_0 = 5,19 \text{ эВ}$)	Уран-238 ($E_0 = 6,68 \text{ эВ}$)
Параметры [I3]	$\Gamma = 29 \pm 6 \text{ мЭв}$	$\Gamma = 27,5 \pm 2,0 \text{ мЭв}$
	$\Gamma_n = 4,1 \pm 0,5 \text{ мЭв}$	$\Gamma_n = 1,52 \pm 0,02 \text{ мЭв}$
	$\Gamma_c = 25 \pm 6 \text{ мЭв}$	$\Gamma_c = 26 \pm 2 \text{ мЭв}$
Настоящая работа	$\Gamma = 29,4 \pm 4,7 \text{ мЭв}$	$\Gamma = 27,5 \pm 2,3 \text{ мЭв}$
	$\Gamma_n = 3,88 \pm 0,35 \text{ мЭв}$	$\Gamma_n = 1,49 \pm 0,03 \text{ мЭв}$
	$\Gamma_c = 25,5 \pm 4,7 \text{ мЭв}$	$\Gamma_c = 26,0 \pm 2,3 \text{ мЭв}$

Таблица 3.
Параметры уровней урана-235

E_i эВ	$\sigma_i \Gamma$	$\sigma_i \Gamma$	$\sigma_i \Gamma$	$\sigma_i (\Gamma + \Gamma_c)$	$2g \Gamma_n$
	δ	a	p	n	$эВ$
0,290 [±] 0,010					0,0032 [±] 0,0005
1,135 [±] 0,010					0,0154 [±] 0,0011
2,026 [±] 0,004	1,47 [±] 0,05	4,1 [±] 0,6	4,94 [±] 0,49	5,57 [±] 0,60	0,0077 [±] 0,0008
2,84 [±] 0,02	1,15 [±] 0,03	0,35 [±] 0,14		1,5 [±] 0,3	0,0033 [±] 0,0007
3,136 [±] 0,006	7,9 [±] 0,6	2,6 [±] 0,4	12,27 [±] 0,54	10,5 [±] 0,8	0,0296 [±] 0,0013
3,584 [±] 0,006	10,3 [±] 0,5	6,4 [±] 0,7	19,01 [±] 0,65	16,7 [±] 0,9	0,0524 [±] 0,001
4,81 [±] 0,01	2,6 [±] 0,2	16,8 [±] 0,9	16,7 [±] 0,7	19,4 [±] 0,9	0,0616 [±] 0,002
5,45	2,1 [±] 0,3	4,0 [±] 1,3	4,8 [±] 0,9	6,1 [±] 1,4	0,023 [±] 0,003
5,82	1,6 [±] 0,5	1,0 [±] 0,7		2,6 [±] 0,9	0,012 [±] 0,004
6,20 [±] 0,01	4 [±] 1	2,2 [±] 0,8	6,3 [±] 1,2	6,2 [±] 1,3	0,0298 [±] 0,0055
6,40 [±] 0,01	11,5 [±] 0,4	53 [±] 5	47,1 [±] 3,3	65 [±] 6	0,232 [±] 0,016
7,095 [±] 0,015	9,1 [±] 0,4	13 [±] 1	20,5 [±] 0,7	22,1 [±] 1,0	0,1116 [±] 0,0036
8,77 [±] 0,02	106 [±] 4	58 [±] 5	182,0 [±] 5,3	164 [±] 6	1,228 [±] 0,036
9,30 [±] 0,03	13,1 [±] 0,5	6,8 [±] 0,9	18,3 [±] 0,8	20 [±] 1	0,131 [±] 0,006
9,73 [±] 0,08	4,3 [±] 1,0	2 [±] 1		6,3 [±] 1,4	0,047 [±] 0,015
10,20 [±] 0,03	4,6 [±] 0,6	4,0 [±] 0,8	8,4 [±] 0,8	8,6 [±] 1,0	0,066 [±] 0,006
10,65 [±] 0,06	~ 2	~ 1		~ 3	~ 0,025
11,05	~ 1	~ 2		~ 3	~ 0,026
11,66 [±] 0,04	10,3 [±] 0,3	63 [±] 5	67,6 [±] 2,7	73 [±] 5	0,606 [±] 0,024
12,39 [±] 0,04	47 [±] 2	85 [±] 5	124,9 [±] 3,7	132 [±] 5	1,190 [±] 0,035
12,82 [±] 0,04	3,1 [±] 0,4	1,9 [±] 0,6	3,8 [±] 0,6	5,0 [±] 0,8	0,037 [±] 0,006
13,28 [±] 0,05	3,0 [±] 0,5	2,6 [±] 0,8	5,3 [±] 0,6	5,6 [±] 0,9	0,054 [±] 0,006
13,67 [±] 0,10	3,7 [±] 1,5	1,5 [±] 0,8		5,2 [±] 2,1	0,055 [±] 0,023
13,98 [±] 0,05	30 [±] 7	7 [±] 3		37 [±] 8	0,40 [±] 0,09
14,50 [±] 0,06	7,3 [±] 1,9	8,7 [±] 2,7	9,7 [±] 1,3	16 [±] 3	0,108 [±] 0,014
15,42 [±] 0,05	10,4 [±] 0,4	12 [±] 1	19,9 [±] 0,8	22 [±] 1	0,236 [±] 0,010
16,08 [±] 0,05	9,6 [±] 0,3	20 [±] 2	28,1 [±] 1,1	29,6 [±] 2,0	0,348 [±] 0,014
16,66 [±] 0,06	13,7 [±] 0,6	9 [±] 1	21,7 [±] 0,8	22,7 [±] 1,2	0,278 [±] 0,013
16,9 [±] 0,1	~ 1	~ 3		~ 4	~ 0,05
18,05 [±] 0,06	17,3 [±] 0,7	9 [±] 2	27,2 [±] 1,6	26,3 [±] 2,1	0,378 [±] 0,022
18,6 [±] 0,1	~ 3	~ 2		~ 5	~ 0,07
19,30 [±] 0,05	112 [±] 4	90 [±] 10	223,0 [±] 7,8	202 [±] 11	3,310 [±] 0,116
20,10 [±] 0,08	3,5 [±] 1,3	2,5 [±] 1,4		6,0 [±] 1,9	0,09 [±] 0,03

$\mu \approx b$	μ	μ	μ	μ
135 $\pm$ 8	100 $\pm$ 8	35 $\pm$ 3	0,35	1,81
157 $\pm$ 11	115 $\pm$ 10	42 $\pm$ 5	0,37	1,78
57 $\pm$ 14	15 $\pm$ 5	42 $\pm$ 5	2,8 $\pm$ 0,3	0,64 $\pm$ 0,05
186 $\pm$ 48	143 $\pm$ 48	43 $\pm$ 2	0,3 $\pm$ 0,1	1,88 $\pm$ 0,15
129 $\pm$ 17	97 $\pm$ 18	32 $\pm$ 10	0,33 $\pm$ 0,08	1,84 $\pm$ 0,11
80 $\pm$ 7	49 $\pm$ 7	31 $\pm$ 6	0,62 $\pm$ 0,09	1,51 $\pm$ 0,08
29,8 $\pm$ 6,5	3,9 $\pm$ 1,0	25,9 $\pm$ 3,6	65 $\pm$ 0,9	0,33 $\pm$ 0,04
70 $\pm$ 20	24 $\pm$ 7	46 $\pm$ 16	1,9 $\pm$ 0,4	0,84 $\pm$ 0,12
110 $\pm$ 35	67 $\pm$ 34	43 $\pm$ 2	0,64 $\pm$ 0,30	1,49 $\pm$ 0,27
132 $\pm$ 24	85 $\pm$ 24	47 $\pm$ 17	0,55 $\pm$ 0,15	1,57 $\pm$ 0,15
63 $\pm$ 11	11 $\pm$ 3	52 $\pm$ 10	4,6 $\pm$ 0,6	0,44 $\pm$ 0,05
53 $\pm$ 4	22 $\pm$ 4	31 $\pm$ 6	1,4 $\pm$ 0,2	1,02 $\pm$ 0,09
118 $\pm$ 10	76 $\pm$ 10	42 $\pm$ 7	0,55 $\pm$ 0,07	1,57 $\pm$ 0,07
172 $\pm$ 56	115 $\pm$ 44	57 $\pm$ 20	0,50 $\pm$ 0,09	1,63 $\pm$ 0,10
137 $\pm$ 60	94 $\pm$ 60	43 $\pm$ 2	0,46 $\pm$ 0,27	1,67 $\pm$ 0,31
88 $\pm$ 13	47 $\pm$ 14	41 $\pm$ 9	0,87 $\pm$ 0,13	1,31 $\pm$ 0,09
$\sim$ 129	$\sim$ 86	43 $\pm$ 2	$\sim$ 0,5	$\sim$ 1,63
$\sim$ 65	$\sim$ 22	43 $\pm$ 2	$\sim$ 2	$\sim$ 0,81
66 $\pm$ 7	9 $\pm$ 1	57 $\pm$ 7	6,20 $\pm$ 0,67	0,34 $\pm$ 0,03
66 $\pm$ 6	24 $\pm$ 4	42 $\pm$ 5	1,8 $\pm$ 0,2	0,87 $\pm$ 0,06
85 $\pm$ 23	52 $\pm$ 19	33 $\pm$ 14	0,63 $\pm$ 0,16	1,50 $\pm$ 0,15
122 $\pm$ 24	65 $\pm$ 20	57 $\pm$ 19	0,87 $\pm$ 0,22	1,31 $\pm$ 0,15
145 $\pm$ 41	102 $\pm$ 41	43 $\pm$ 2	0,42 $\pm$ 0,15	1,72 $\pm$ 0,11
230 $\pm$ 98	187 $\pm$ 98	43 $\pm$ 2	0,23 $\pm$ 0,11	1,98 $\pm$ 0,18
62 $\pm$ 10	28 $\pm$ 7	34 $\pm$ 8	1,2 $\pm$ 0,2	1,11 $\pm$ 0,10
99 $\pm$ 17	47 $\pm$ 10	52 $\pm$ 11	1,1 $\pm$ 0,1	1,16 $\pm$ 0,06
44 $\pm$ 10	14 $\pm$ 4	30 $\pm$ 8	2,1 $\pm$ 0,2	0,79 $\pm$ 0,05
93 $\pm$ 19	55 $\pm$ 15	38 $\pm$ 11	0,7 $\pm$ 0,1	1,44 $\pm$ 0,09
$\sim$ 57	$\sim$ 14	43 $\pm$ 2	$\sim$ 3	$\sim$ 0,61
141 $\pm$ 23	94 $\pm$ 21	47 $\pm$ 14	0,5 $\pm$ 0,1	1,63 $\pm$ 0,11
$\sim$ 115	$\sim$ 72	43 $\pm$ 2	$\sim$ 0,6	$\sim$ 1,53
104 $\pm$ 6	58 $\pm$ 7	46 $\pm$ 6	0,8 $\pm$ 0,1	1,36 $\pm$ 0,08
104 $\pm$ 29	61 $\pm$ 29	43 $\pm$ 2	0,7 $\pm$ 0,3	1,44 $\pm$ 0,62

Продолжение таблицы 3

E_i эВ	σ_f	σ_c	σ_p	$\sigma_f + \sigma_c$	$\lg \sigma$
	δ	a	p	n	ε
20,62±0,06	5,8±0,8	10,4±2,2		16,2±2,3	0,25±0,04
21,13±0,05	33±1	53±10	87,2±5,5	86±10	1,418±0,090
21,8±0,1				~ 1	~ 0,02
22,4±0,1				~ 1	~ 0,02
22,99±0,06	13,0±0,3	16±3	24,2±1,8	29±3	0,428±0,031
23,43±0,15	4,5±0,9	26±8		30,5±8,1	0,55±0,14
23,68±0,07	30±7	19±5	50,7±9,3	49±9	0,924±0,169
24,25±0,07	7,5±3,0	10±5	17,9±3,0	17,5±5,8	0,334±0,056
24,41±0,15	3,9±1,5	3,9±1,9		7,8±2,4	0,14±0,04
25,16±0,16	7,4±2,5	4,1±1,8		11,5±3,1	0,22±0,06
25,56±0,10	11±4	20±9	31,9±9,5	31±10	0,628±0,188
25,84±0,15	3,0±1,5	2,4±1,5		5,4±2,1	0,11±0,04
26,55±0,07	15±3	6,2±2,0	21,8±3,7	21,2±3,6	0,446±0,076
27,16±0,07	3,9±1,6	4,6±2,1		8,5±2,6	0,18±0,06
27,86±0,07	18±2	8±2	26,6±3,1	26±3	0,570±0,066
28,45±0,09	4,6±1,0	3,2±1,2		7,8±1,5	0,17±0,03
28,85±0,09	2,0±0,7	2,7±1,3		4,7±1,5	0,10±0,03
29,69±0,09	3,0±0,6	5,3±1,4		8,3±1,5	0,19±0,03
30,55±0,20	4,1±0,9	5,4±2,0		9,5±2,2	0,22±0,05
30,86±0,10	6,8±1,5	8,6±3,4		16,4±3,7	0,40±0,09
32,10±0,09	38±5	42±6	74,1±6,5	80±8	1,83±0,16
33,58±0,09	26±5	41±6	72,0±7,7	67±8	1,86±0,20
34,45±0,14	32±5	48±12		80±13	2,12±0,34
34,9±0,2	13±4	21±9		34±10	0,9±0,3
35,27±0,10	107±20	58±17		165±26	4,76±0,54
38,40±0,11	13±4	9±4		22±6	0,66±0,18
39,47±0,11	39±6	47±11	91,6±11,9	86±13	2,78±0,36
39,9±0,2	8±3	5,0±2,5		13±4	0,40±0,12
40,50±0,15	12±4	5±3		17±5	0,53±0,16
41,3±0,2	7±3	9±4		16±5	0,51±0,16
41,5±0,2	4,0±1,5	3,0±1,7		7,0±2,3	0,22±0,07
41,8±0,2	17±5	22±8		39±10	1,3±0,3
42,2±0,3	4,0±1,7	3,0±1,7		7,0±2,4	0,23±0,08
42,7±0,3	2,0±0,8	2,8±1,4		4,8±1,6	0,15±0,05
43,4±0,2	6±2	6,6±2,5		12,6±3,3	0,42±0,11

Γ $\mu \rightarrow \epsilon$	Γ_f	Γ_c	d	z
67 $\pm$ 6	24 $\pm$ 5	43 $\pm$ 2	1,8 $\pm$ 0,3	0,87 $\pm$ 0,09
82 $\pm$ 16	32 $\pm$ 10	50 $\pm$ 9	1,6 $\pm$ 0,3	0,94 $\pm$ 0,11
$\sim$ 186	$\sim$ 143	43 $\pm$ 2	$\sim$ 0,3	$\sim$ 1,88
$\sim$ 186	$\sim$ 143	43 $\pm$ 2	$\sim$ 0,3	$\sim$ 1,88
77 $\pm$ 18	35 $\pm$ 11	42 $\pm$ 13	1,2 $\pm$ 0,2	1,11 $\pm$ 0,10
50 $\pm$ 3	7 $\pm$ 2	43 $\pm$ 2	5,8 $\pm$ 1,4	0,36 $\pm$ 0,07
111 $\pm$ 32	68 $\pm$ 24	43 $\pm$ 17	0,63 $\pm$ 0,11	1,497 $\pm$ 0,274
91 $\pm$ 28	39 $\pm$ 20	52 $\pm$ 24	1,33 $\pm$ 0,45	1,05 $\pm$ 0,20
86 $\pm$ 15	43 $\pm$ 15	43 $\pm$ 2	1,0 $\pm$ 0,3	1,22 $\pm$ 0,18
121 $\pm$ 25	78 $\pm$ 24	43 $\pm$ 2	0,55 $\pm$ 0,15	1,57 $\pm$ 0,15
74 $\pm$ 38	26 $\pm$ 18	48 $\pm$ 29	1,8 $\pm$ 0,5	0,87 $\pm$ 0,16
97 $\pm$ 23	54 $\pm$ 22	43 $\pm$ 2	0,8 $\pm$ 0,3	1,36 $\pm$ 0,23
129 $\pm$ 48	92 $\pm$ 41	37 $\pm$ 20	0,4 $\pm$ 0,1	1,74 $\pm$ 0,12
79 $\pm$ 11	36 $\pm$ 10	43 $\pm$ 2	1,2 $\pm$ 0,3	1,11 $\pm$ 0,15
96 $\pm$ 22	66 $\pm$ 20	30 $\pm$ 12	0,45 $\pm$ 0,10	1,68 $\pm$ 0,12
104 $\pm$ 20	61 $\pm$ 20	43 $\pm$ 2	0,7 $\pm$ 0,2	1,44 $\pm$ 0,17
74 $\pm$ 13	31 $\pm$ 12	43 $\pm$ 2	1,4 $\pm$ 0,5	1,02 $\pm$ 0,21
67 $\pm$ 6	24 $\pm$ 5	43 $\pm$ 2	1,8 $\pm$ 0,3	0,87 $\pm$ 0,09
76 $\pm$ 12	33 $\pm$ 12	43 $\pm$ 2	1,3 $\pm$ 0,4	1,06 $\pm$ 0,18
74 $\pm$ 10	31 $\pm$ 10	43 $\pm$ 2	1,4 $\pm$ 0,4	1,02 $\pm$ 0,17
120 $\pm$ 12	57 $\pm$ 10	63 $\pm$ 10	1,10 $\pm$ 0,15	1,16 $\pm$ 0,083
58 $\pm$ 7	22 $\pm$ 5	36 $\pm$ 7	1,6 $\pm$ 0,3	0,94 $\pm$ 0,11
72 $\pm$ 7	29 $\pm$ 7	43 $\pm$ 2	1,5 $\pm$ 0,3	0,98 $\pm$ 0,12
70 $\pm$ 10	27 $\pm$ 9	43 $\pm$ 2	1,6 $\pm$ 0,5	0,94 $\pm$ 0,18
183 $\pm$ 36	119 $\pm$ 31	64 $\pm$ 20	0,54 $\pm$ 0,10	1,59 $\pm$ 0,10
104 $\pm$ 20	61 $\pm$ 20	43 $\pm$ 2	0,7 $\pm$ 0,2	1,44 $\pm$ 0,41
98 $\pm$ 11	45 $\pm$ 9	53 $\pm$ 10	1,2 $\pm$ 0,2	1,11 $\pm$ 0,18
115 $\pm$ 27	72 $\pm$ 27	43 $\pm$ 2	0,6 $\pm$ 0,2	1,53 $\pm$ 0,19
151 $\pm$ 46	108 $\pm$ 45	43 $\pm$ 2	0,40 $\pm$ 0,15	1,74 $\pm$ 0,19
76 $\pm$ 10	33 $\pm$ 10	43 $\pm$ 2	1,32 $\pm$ 0,35	1,05 $\pm$ 0,16
108 $\pm$ 29	65 $\pm$ 28	43 $\pm$ 2	0,66 $\pm$ 0,26	1,47 $\pm$ 0,23
76 $\pm$ 9	33 $\pm$ 9	43 $\pm$ 2	1,3 $\pm$ 0,3	1,06 $\pm$ 0,14
100 $\pm$ 26	57 $\pm$ 25	43 $\pm$ 2	0,75 $\pm$ 0,30	1,39 $\pm$ 0,24
74 $\pm$ 11	31 $\pm$ 10	43 $\pm$ 2	1,4 $\pm$ 0,4	1,02 $\pm$ 0,17
72 $\pm$ 9	29 $\pm$ 9	43 $\pm$ 2	1,5 $\pm$ 0,4	0,98 $\pm$ 0,16

Продолжение таблицы 3

$E_i, \text{эВ}$	σ_f	σ_c $\delta \quad a \quad p \quad H$	σ_r эВ	$\sigma_f(\sigma_f + \sigma_c)$	$2g\sigma_n$
43,9 $\pm$ 0,2	9 $\pm$ 3	7 $\pm$ 3		16 $\pm$ 4	0,54 $\pm$ 0,13
44,6 $\pm$ 0,2	12 $\pm$ 5	4 $\pm$ 2		16 $\pm$ 6	0,55 $\pm$ 0,21
45,0 $\pm$ 0,3	6,0 $\pm$ 2,5	2,2 $\pm$ 1,5		8,2 $\pm$ 3,0	0,30 $\pm$ 0,11
45,8 $\pm$ 0,2	5 $\pm$ 2	8,5 $\pm$ 4,2		13,5 $\pm$ 4,5	0,48 $\pm$ 0,16
47,06 $\pm$ 0,14	23 $\pm$ 5	27 $\pm$ 7		50 $\pm$ 8	1,8 $\pm$ 0,3
48,00 $\pm$ 0,15	10 $\pm$ 3	16 $\pm$ 6		26 $\pm$ 7	1,0 $\pm$ 0,3
48,3 $\pm$ 0,2	12 $\pm$ 5	10 $\pm$ 6		22 $\pm$ 8	0,8 $\pm$ 0,3
48,6 $\pm$ 0,2	6,0 $\pm$ 2,5	3,0 $\pm$ 1,7		9 $\pm$ 3	0,3 $\pm$ 0,1
49,3 $\pm$ 0,3	7 $\pm$ 2	13 $\pm$ 5		20 $\pm$ 6	0,8 $\pm$ 0,2
50,2 $\pm$ 0,3	4,0 $\pm$ 1,5	6 $\pm$ 3		10 $\pm$ 3	0,4 $\pm$ 0,1

Γ и	Γ э	Γ б	Γ с	α	β
79 $\pm$ 11	36 $\pm$ 11	43 $\pm$ 2	1,2 $\pm$ 0,3	1,11 $\pm$ 0,15	
123 $\pm$ 41	80 $\pm$ 41	43 $\pm$ 2	0,54 $\pm$ 0,25	1,58 $\pm$ 0,26	
151 $\pm$ 59	108 $\pm$ 59	43 $\pm$ 2	0,4 $\pm$ 0,2	1,74 $\pm$ 0,25	
68 $\pm$ 9	25 $\pm$ 8	43 $\pm$ 2	1,7 $\pm$ 0,5	0,90 $\pm$ 0,17	
79 $\pm$ 9	36 $\pm$ 8	43 $\pm$ 2	1,2 $\pm$ 0,2	1,11 $\pm$ 0,10	
70 $\pm$ 8	27 $\pm$ 8	43 $\pm$ 2	1,6 $\pm$ 0,4	1,53 $\pm$ 0,24	
97 $\pm$ 23	54 $\pm$ 23	43 $\pm$ 2	0,8 $\pm$ 0,3	1,36 $\pm$ 0,24	
129 $\pm$ 38	86 $\pm$ 38	43 $\pm$ 2	0,5 $\pm$ 0,2	1,63 $\pm$ 0,22	
67 $\pm$ 7	24 $\pm$ 6	43 $\pm$ 2	1,8 $\pm$ 0,4	0,87 $\pm$ 0,12	
70 $\pm$ 8	27 $\pm$ 8	43 $\pm$ 2	1,6 $\pm$ 0,4	0,94 $\pm$ 0,15	

Таблица 4
Параметры уровней плутония-239

$E_i, \text{эВ}$	Γ_i / Γ	$g\Gamma_i, \text{мэВ}$	$\Gamma_i, \text{мэВ}$	$\Gamma_j, \text{мэВ}$	$\Gamma_c, \text{мэВ}$
0,296*	0,61±0,01	0,108±0,004	102±11	62±2	40±10
7,83±0,01	0,526±0,015	1,23±0,03	87±6	46±4	39,8±4,0
10,97±0,02	0,776±0,042	2,69±0,12	189±19	147±23	39,3±6,0
11,5	0,73	0,41		110	41
11,91±0,02	0,41±0,03	1,43±0,08	68±7	28±5	38,6±7,0
14,36±0,02	0,59±0,05	0,88±0,05	101±8	60±10	40,1±7,0
14,75±0,03	0,43±0,03	2,44±0,10	81±8	35±6	43,6±7,0
15,47±0,06	0,95±0,08	0,87±0,06	761±52	723±110	37,1±6
17,69±0,03	0,50±0,03	2,58±0,04	92±7	47±6	43,4±6
22,33±0,04	0,57±0,03	3,14±0,06	120±10	68±9	48,4±7
23,9±0,1	0,37±0,08	0,12±0,02	67±12	25±10	42,0±17
26,31±0,06	0,58±0,04	2,25±0,11	81±9	47±8	31,8±6
27,3	0,32±0,14	0,14±0,10	41±10	13±8	27,9±12
32,4±0,1	0,68±0,06	0,42±0,02	141±15	96±18	44,7±9
35,6±	0,13±0,03	0,48±0,08	52±11	7±3	44,5±11
41,68±0,12	0,200±0,015	5,93±0,33	78±13	16±4	56,1±10,5
44,60±0,12	0,162±0,015	7,63±0,29	52±8	8±2	36,4±12
47,92±0,15	0,89±0,06	3,01±0,17	273±39	243±51	26,7±6
49,6	0,91	1,3		460	41
50,18±0,16	0,38±0,03	4,35±0,25	77±8	29,±5	43,7±7
52,8±0,2	0,16±0,02	12,4±0,4	63±9	10±3	40,6±7

Продолжение таблицы 4

55,9 $\pm$ 0,4	0,43 $\pm$ 0,03	2,43 $\pm$ 0,21	67 $\pm$ 10	29 $\pm$ 6	35,6 $\pm$ 8
57,8 $\pm$ 0,2	0,86 $\pm$ 0,05	9,37 $\pm$ 0,41	467 $\pm$ 116	402 $\pm$ 123	55,6 $\pm$ 17
58,6 $\pm$ 0,4	0,94 $\pm$ 0,06	3,91 $\pm$ 0,48	760 $\pm$ 222	714 $\pm$ 254	42,1 $\pm$ 15
59,6 $\pm$ 0,2	0,72 $\pm$ 0,03	12,8 $\pm$ 1,4	187 $\pm$ 20	135 $\pm$ 20	39,2 $\pm$ 6
61,7 $\pm$ 0,2	0,76 $\pm$ 0,05	1,46 $\pm$ 0,31	210 $\pm$ 39	160 $\pm$ 40	48,5 $\pm$ 12
63,4 $\pm$ 0,2	0,69 $\pm$ 0,04	8,4 $\pm$ 0,6	156 $\pm$ 21	108 $\pm$ 21	39,6 $\pm$ 8
66,2 $\pm$ 0,2	0,62 $\pm$ 0,04	18,36 $\pm$ 0,87	136 $\pm$ 18	84 $\pm$ 17	33,7 $\pm$ 7
69,9	0,48	2,9		40	41
75,6 $\pm$ 0,3	0,53 $\pm$ 0,05	36,6 $\pm$ 1,8	154 $\pm$ 19	82 $\pm$ 18	35,4 $\pm$ 8
82,7 $\pm$ 0,3	0,58 $\pm$ 0,07	6,8 $\pm$ 0,9	124 $\pm$ 36	72 $\pm$ 30	45,2 $\pm$ 19
85,7 $\pm$ 0,4	0,91 $\pm$ 0,07	38,7 $\pm$ 5,4	881 $\pm$ 249	802 $\pm$ 288	40,3 $\pm$ 15

Таблица 5
Параметры уровней $U - 233$

E_i , эВ	$2g\Gamma_n$, мэВ	Γ , мэВ
$1,79 \pm 0,01$	$0,35 \pm 0,04$	330 ± 50
$2,32 \pm 0,02$	$0,17 \pm 0,04$	60 ± 20
$3,68 \pm 0,02$	$0,13 \pm 0,02$	220 ± 40
$4,82 \pm 0,03$	$0,25 \pm 0,07$	600 ± 280
$6,85 \pm 0,04$	$0,61 \pm 0,12$	170 ± 60
$10,50 \pm 0,06$	$1,5 \pm 0,3$	270 ± 90
$12,85 \pm 0,08$	$1,3 \pm 0,4$	340 ± 120
$13,9 \pm 0,1$	$0,33 \pm 0,07$	380 ± 130
$15,5 \pm 0,1$	$0,84 \pm 0,34$	200 ± 60
$16,6 \pm 0,2$	$1,16 \pm 0,25$	650 ± 130
$18,2 \pm 0,2$	$0,26 \pm 0,09$	200 ± 50
$19,0 \pm 0,2$	$1,6 \pm 0,3$	300 ± 130
$20,6 \pm 0,2$	$1,3 \pm 0,2$	450 ± 110

Таблица 6

Оценки средних характеристик уровней U -235 и Pu -239 для двух спиновых состояний составного ядра

Ядро	J	$\langle \Gamma_n^0 \rangle_{\text{эб}}^J$	$\langle \Gamma_f \rangle_{\text{эб}}^J$	$(\gamma_{\text{эф}})_f^J$	$\langle \Gamma_c \rangle_{\text{эб}}^J$	$\langle D \rangle_{\text{эб}}^J$	$S_0 \cdot 10^{-4}$
$U - 235$	3^-	$0,102 \pm 0,023$	87 ± 20	$0,42$	42 ± 2	$1,26 \pm 0,10$	$+0,32$
	4^-	$0,115 \pm 0,025$	26 ± 6	$0,13$	43 ± 2	$1,26 \pm 0,10$	$-0,17$
$Pu - 239$	0^+	$0,51 \pm 0,21$	290 ± 100	$0,19$	45 ± 3	$8,26 \pm 1,14$	$+0,44$
	1^+	$0,49 \pm 0,15$	45 ± 15	$0,088$	43 ± 2	$3,78 \pm 0,44$	$-0,18$

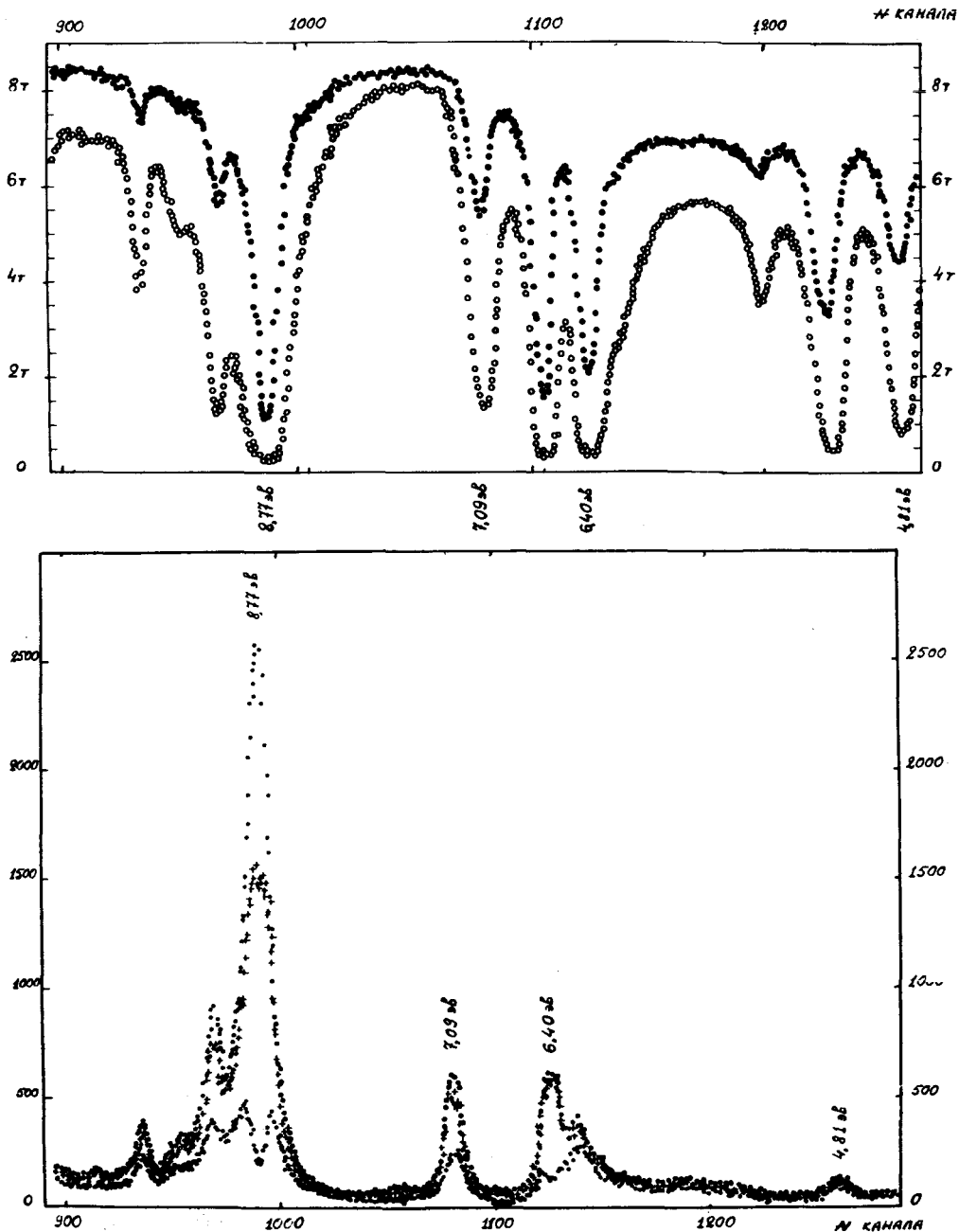


Рис.1. Экспериментальные спектры пропускания ($n_T = 2,14 \cdot 10^{-3}$ и $1,3 \cdot 10^{-2}$ ядер/барн) и самоиндикации ($n_T = 2,27 \cdot 10^{-3}$ и $4,27 \cdot 10^{-4}$ ядер/барн) образцов U-235 в энергетической области 4-10 эв.

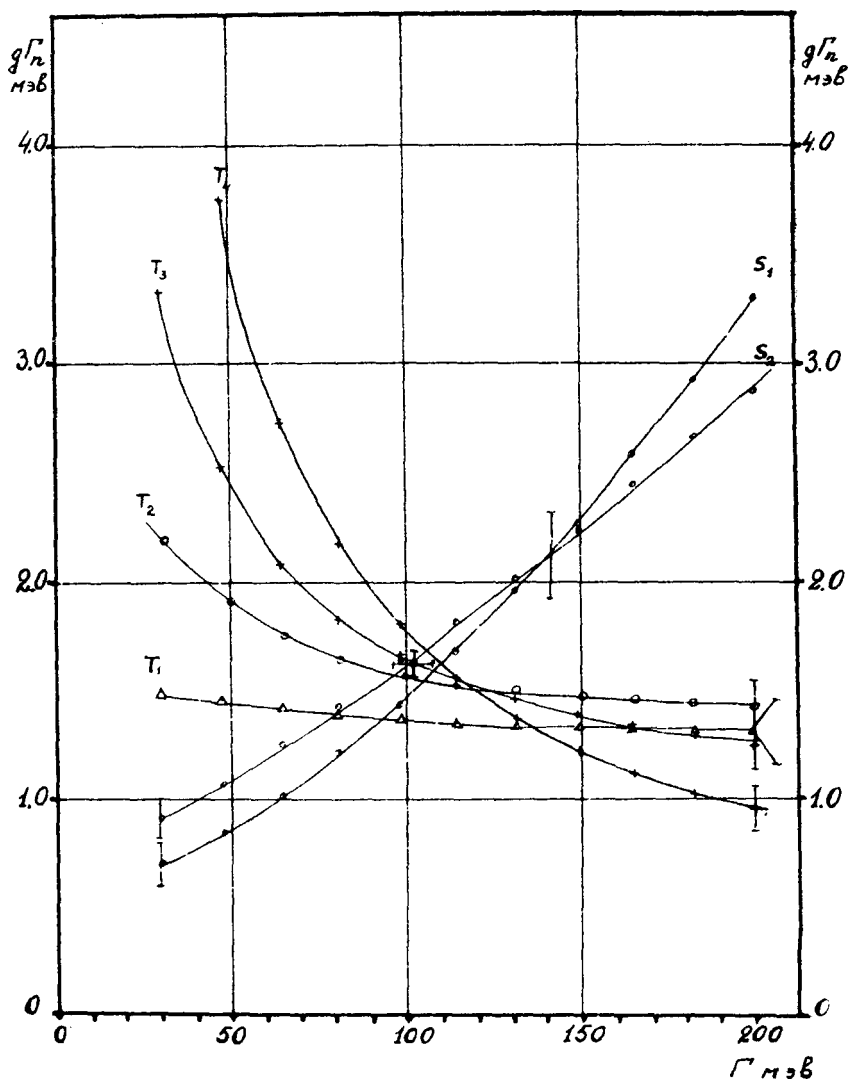


Рис.2. Определение параметров $g\Gamma_n$ и Γ из семейства кривых самоиндикации (S_1, S_2) и пропускания (T_1, T_2, T_3, T_4) для уровня при $E_0 = 19,3$ эв.

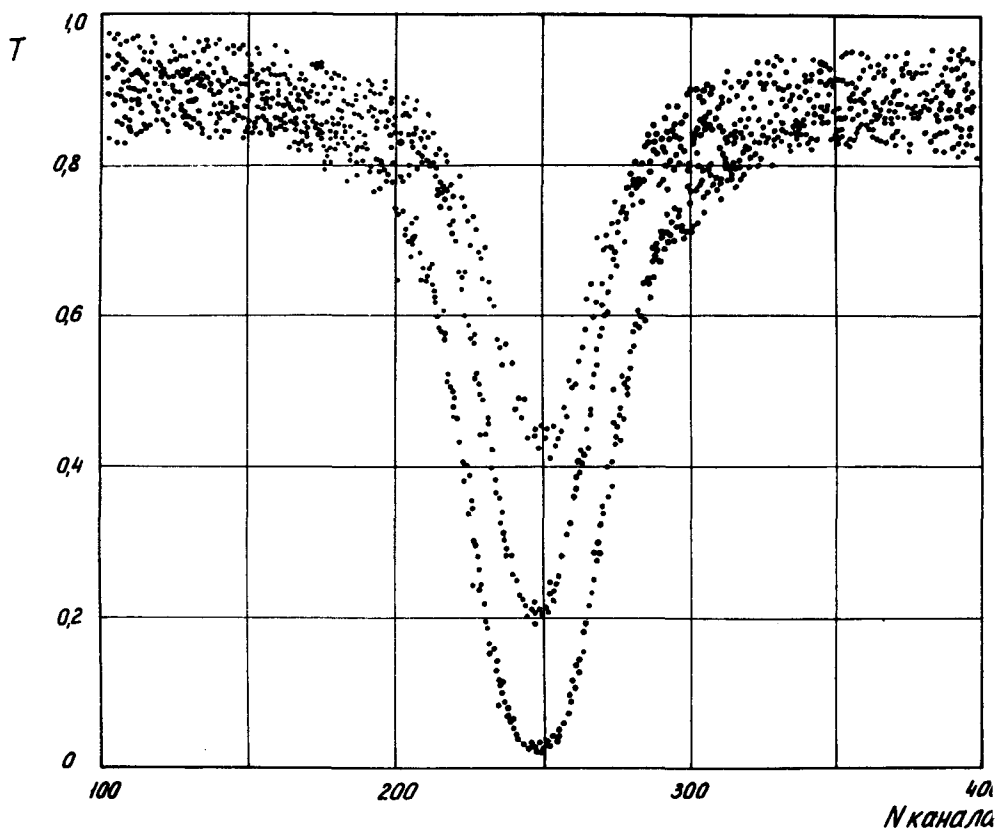
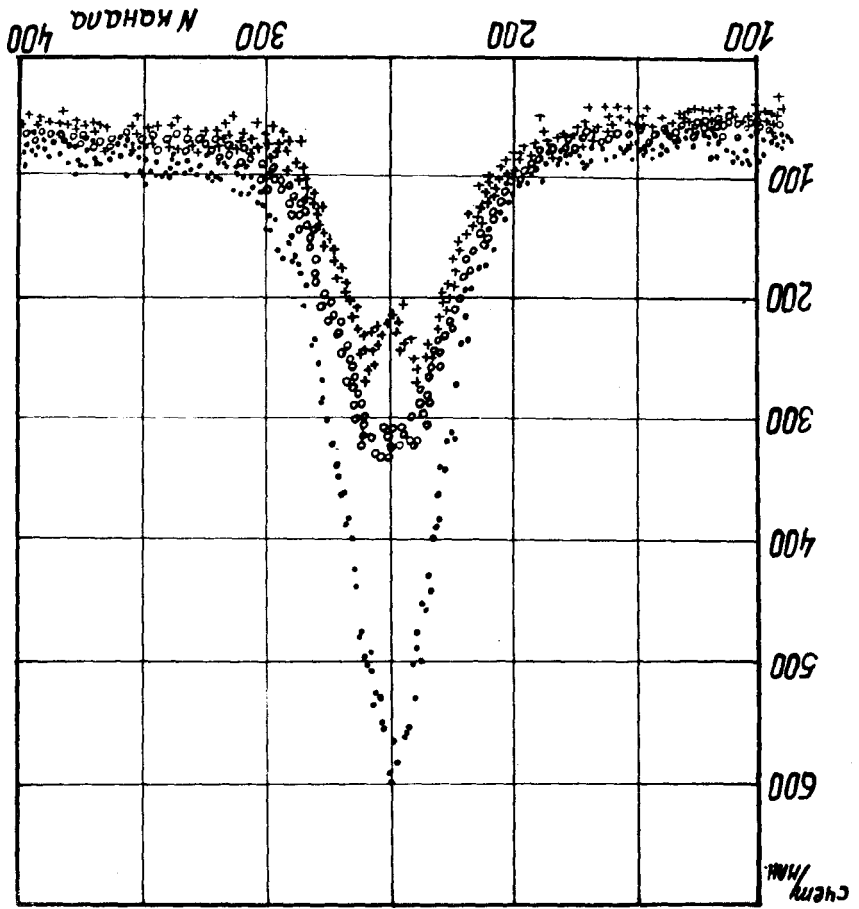


Рис.3. Кривые пропускания ($n_T = 5,88 \cdot 10^{-4}$; $1,28 \cdot 10^{-3}$; $2,7 \cdot 10^{-3}$ ядер/барн) и самоиндикации ($n_T = 2,85 \cdot 10^{-4}$; $5,88 \cdot 10^{-4}$; $1,42 \cdot 10^{-3}$ ядер/барн) образцов Рu-239 для уровня при $E_0 = 7,83$ эв.



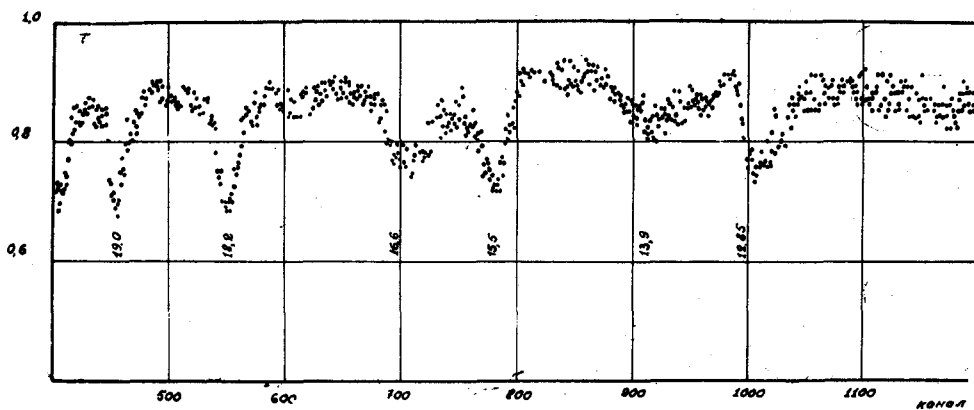


Рис.4. Кривая пропускания ($n_T = 4,9 \cdot 10^{-4}$ ядер/барн) образца U-233 в энергетической области 10-20 эв.

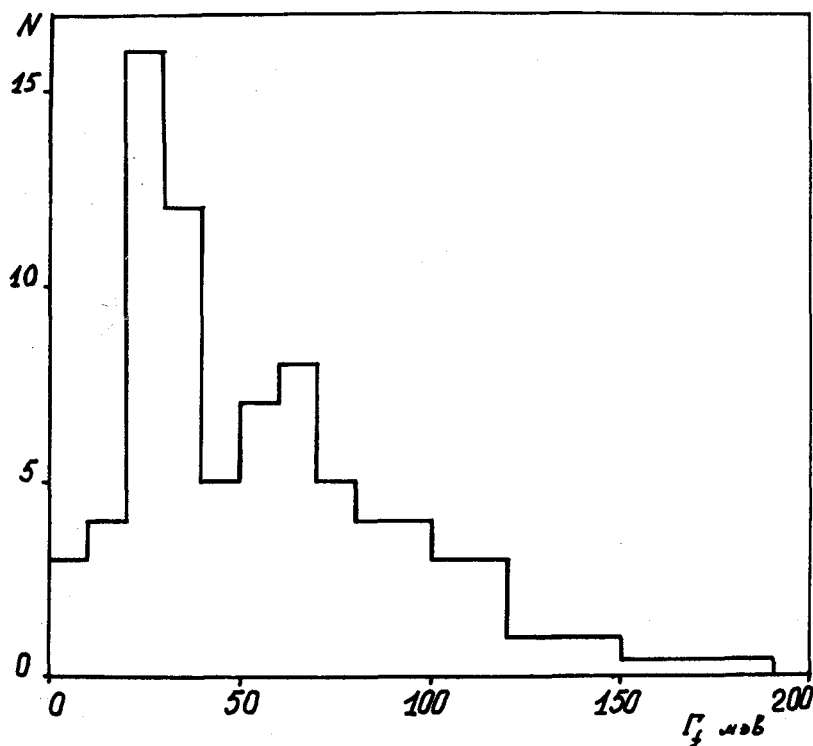


Рис.5. Распределение величин Γ_i для U-235 в энергетической области до 50 эв.



Илановская Ольга Владимировна институт ядерных исследований
Этаж 11219. Тираж 400. Ул. ил. 2.3.
Редактор Н.Н.Средина Архангельск 1970 г.