

СЗ413 + СЗ43

М-268

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ**

**ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ**

**15 - 5181**

**Б.Н. Марков**

**ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ СПОНТАННО  
ДЕЛЯЩИХСЯ ИЗОМЕРОВ ПЛУТОНИЯ И АМЕРИЦИЯ,  
ОБРАЗУЮЩИХСЯ В РЕАКЦИЯХ С ГАММА-КВАНТАМИ  
И ТЕПЛОВЫМИ НЕЙТРОНАМИ**

**Специальность 055 - физика атомного ядра  
и космических лучей**

Автореферат диссертации на соискание учёной  
степени кандидата физико-математических наук

Дубна 1970

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель:

кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник

Ю.П. Гангрский

Официальные оппоненты:

член-корреспондент АН СССР

Ф.Л. Шапиро

доктор физико-математических наук

Л.Е. Лазарева

Ведущее научно-исследовательское учреждение: Физико-энергетический институт.

Автореферат разослан 1970 года

Защита диссертации состоится 1970 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

15 - 5181

Б.Н. Марков

7075 ср -

**ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ СПОНТАННО  
ДЕЛЯЩИХСЯ ИЗОМЕРОВ ПЛУТОНИЯ И АМЕРИЦИЯ,  
ОБРАЗУЮЩИХСЯ В РЕАКЦИЯХ С ГАММА-КВАНТАМИ  
И ТЕПЛОВЫМИ НЕЙТРОНАМИ**

Специальность 055 - физика атомного ядра  
и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание учёной  
степени кандидата физико-математических наук

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

Открытие К.А. Петржаком и Г.Н. Флеровым в 1940.году самопроизвольного деления атомных ядер <sup>/1/</sup> явилось началом большого этапа экспериментальных исследований свойств тяжелых элементов.

Знание систематики периодов полураспада ядер при спонтанном делении из основного состояния позволило надежно идентифицировать в 1962 году новое явление – спонтанное деление из возбужденного (изомерного) состояния <sup>/2/</sup>.

Существование спонтанно делящихся изомеров не было предсказано теорией. Считалось, что обычные изомерные состояния в ядрах с  $Z < 100$  не могут иметь малые времена жизни относительно спонтанного деления, поскольку этот вид распада сильно подавляется конкурирующими с ним  $\gamma$ -переходами. Однако обнаружение делящихся изомеров показало, что в ядрах при энергии возбуждения значительно ниже порога деления существуют изомерные состояния необычного вида: с резко увеличенной вероятностью спонтанного деления и сильным запретом к испусканию  $\gamma$ -квантов.

Возник вопрос о природе таких состояний. Основным источником сведений о них служат различные ядерные реакции, сопровождающиеся возникновением ядер-изомеров. До сих пор экспериментальные исследования проводились с помощью реакций с заряженными частицами (тяжелыми ионами – протонами) и быстрыми нейтронами.

Преимущество использования тяжелых ионов проявляется в тех случаях, когда эксперименты направлены на поиск новых спонтанно делящихся изомеров <sup>/3/</sup>. При одном облучении можно получить целый набор изотопов, сильно отличающихся по своим свойствам.

Изучение реакций с легкими частицами приводит к более определенной интерпретации результатов измерений. Взаимодействия ядер-мишеней с этими частицами позволили идентифицировать большинство изомеров. Установлено, что с уменьшением массы и заряда бомбардирующих частиц возрастает сечение образования ядер в изомерном состоянии, что объясняется сокращением числа каналов конкурирующих реакций.

Представляет интерес в этом отношении использование реакций с гамма-лучами и нейтронами малых энергий, поскольку отсутствие кулоновского барьера дает возможность получать составные ядра с низкой энергией возбуждения сразу после поглощения частиц.

Диссертационная работа посвящена первым экспериментальным исследованиям реакций типа  $(\gamma, n)$ , а также радиационного захвата тепловых нейтронов, направленным на получение спонтанно делящихся изомеров  $^{240,242,244}\text{Am}$ ,  $^{241}\text{Pu}$  и определение их свойств.

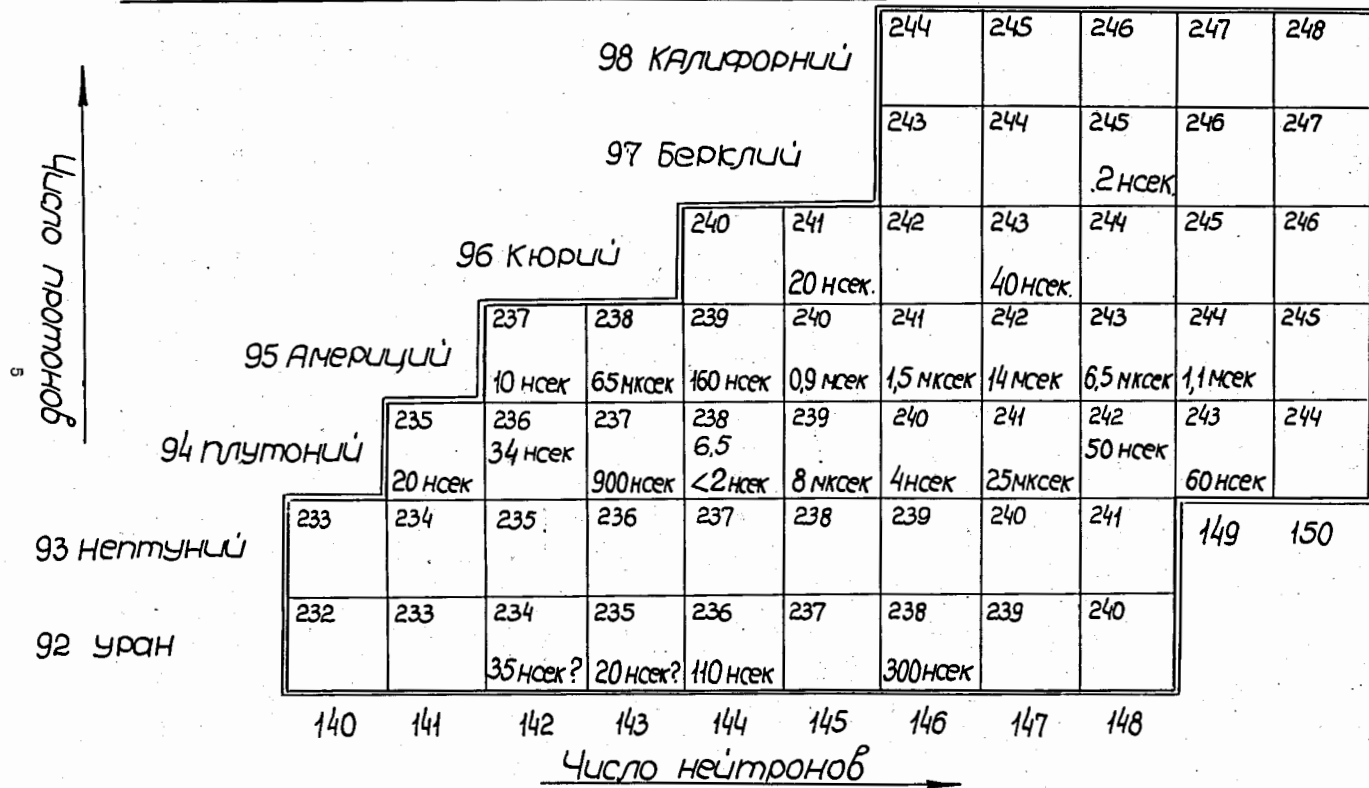
Диссертация состоит из шести глав, введения и заключения.

В первой главе приводятся современные данные о спонтанно делящихся изомерах и рассматривается их связь с особенностями структуры барьера деления. Известно, что изомерные состояния с аномально короткими периодами полураспада относительно спонтанного деления ( $10^{-9}$  сек  $< T_{1/2} < 10^{-2}$  сек) возбуждаются в широкой области изотопов от урана до берклия (табл. 1).

Отмечается, что для изомерных уровней известны лишь полные времена жизни, т.к. нет сведений о других видах распада, кроме спонтанного деления. К настоящему времени насчиты-

# Спонтанно делящиеся изотопы

## Таблица 1



вается уже более 20 спонтанно делящихся изомеров. Есть указание<sup>/4/</sup>, что в некоторых изотопах плутония существует по два изомерных уровня в одном ядре.

Спонтанно делящиеся изомеры отличаются сравнительно высокой энергией возбуждения (около 3 Мэв) и повышенной вероятностью (в среднем  $10^{25}$ ) спонтанного деления относительно основного состояния.

Спин изомерных состояний мал, однако, они характеризуются большим запретом (более  $10^{10}$ ) по отношению к радиационным переходам.

Отмеченные свойства нельзя объяснить обычными представлениями об изомерии атомных ядер. Они, вероятно, указывают на качественно новый вид проявления изомерных состояний - "изомерию формы" ядра. Ядра, находящиеся в таких состояниях, должны иметь сильно увеличенную равновесную деформацию.

Возможное объяснение "изомерии формы" связывается с существованием дополнительного минимума в потенциальной энергии тяжелых ядер в седловой точке, впервые предсказанного расчётами В.М. Струтинского<sup>/5/</sup> (модель двугорбого барьера деления (рис. 1)).

В этой модели первый, более глубокий минимум относится к основному состоянию ядра. Изомерное состояние связано с нижним уровнем во второй яме.

Внутренний барьер, разделяющий оба состояния, препятствует  $\gamma$ -переходам из одной ямы в другую. Относительно малые высота и ширина внешнего барьера способствуют увеличению вероятности спонтанного деления с изомерного состояния.

В главе I перечисляются и другие вероятные причины возникновения делящихся изомеров.

Здесь же рассматривается ряд явлений, проявляющихся в подбарьерной области энергий некоторых ядер, как, например, модуляция делительных резонансов<sup>/6/</sup>, угловая анизотропия осколков при фотоделении<sup>/7/</sup>, которые не укладываются

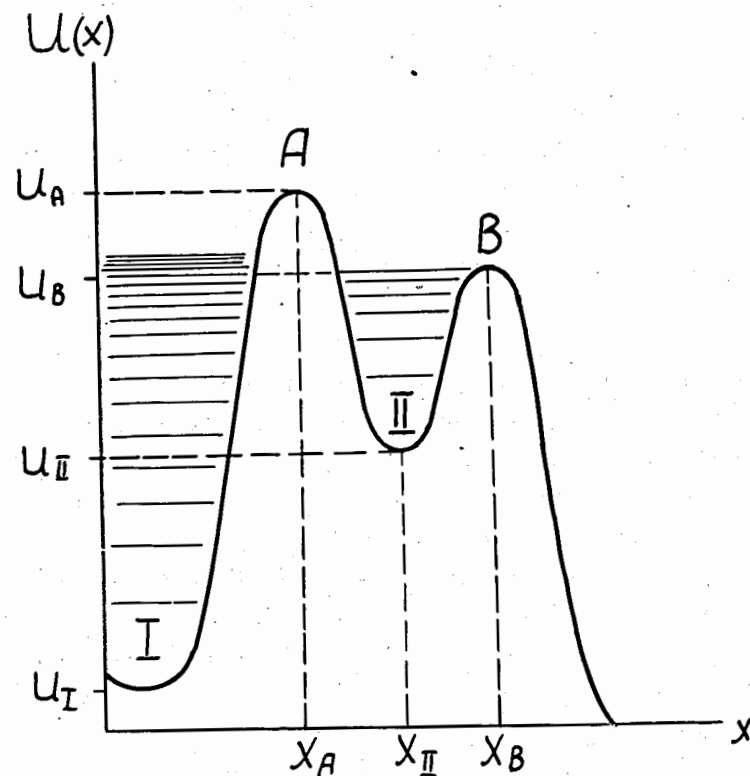


Рис. 1. Схема одномерного двугорбого барьера деления.  $U(x)$  - энергия деформации,  $x$  - параметр деформации.



в рамки прежних представлений о капельном барьере деления и могут быть также объяснены на основе гипотезы В.М. Струтинского<sup>/5/</sup>.

Во второй главе описываются методы регистрации спонтанного деления ядер с короткими периодами полураспада и различные варианты экспрессных методик, применявшиеся для фиксирования продуктов распада делящихся изотопов вблизи облучаемой мишени.

Основная задача эксперимента сводится к тому, чтобы надежно установить сам факт запаздывающего деления на большем уровне фоновой активности. Это накладывает определенные требования к постановке опытов по исследованию спонтанно делящихся изотопов.

При изучении реакций с тепловыми нейтронами и  $\gamma$ -лучами применялся метод активации. Он заключается в том, что исследуется осколочная активность, наведенная в самой мишени. Из-за малого времени жизни спонтанно делящихся изотопов в методе активации, как правило, прибегают к использованию импульсного потока бомбардирующих частиц. За время импульса происходит накопление ядер-изотопов, в паузах между импульсами проводится контроль за их распадом.

В наших экспериментах детектором осколков деления служил многократной искомой счётчик. Впервые он был применен Розенблумом<sup>/8/</sup> для счёта  $\alpha$ -частиц, а в дальнейшем использовался и для регистрации осколков деления.

Механизм работы искомой счётчика еще не совсем ясен, а его свойства недостаточно исследованы. Была выполнена работа<sup>/9/</sup>, целью которой явилось изучение некоторых характеристик счётчика, существенных для его использования в экспериментах по получению спонтанно делящихся изотопов, а именно — определение эффективности регистрации осколков деления, временных и дискриминирующих свойств счётчика при наполнении его различными смесями газов. В диссертации имеется описание конструкции детектора и механизма его работы. В 3-5 главах

рассматриваются особенности применения искомой счётчика и способы измерения выходов осколков в каждом конкретном случае.

В третьей и четвертой главах описываются эксперименты по исследованию фотоядерных реакций ( $\gamma, n$ ), приводящих к образованию спонтанно делящихся изотопов  $^{240}\text{Am}$ ,  $^{242}\text{Am}$ <sup>/10/</sup> (3-я глава) и  $^{241}\text{Pu}$ <sup>/11/</sup> (4-я глава).

Источником  $\gamma$ -квантов служило тормозное излучение электронов. Опыты проводились на микротроне Института физических проблем АН СССР с 17 орбитами<sup>/12/</sup>.

Первые измерения с америциевыми мишенями показали, что между импульсами микротрона наблюдается осколочная активность, спадающая со временем.

Идентификация изотопов  $^{240}\text{Am}$  и  $^{241}\text{Pu}$  проводилась по их периодам полураспада (см. таблицу 1), а в случае  $^{242}\text{Am}$  — косвенным путем.

На рис. 2 для примера приведены полученные нами экспериментальные значения выходов запаздывающего и мгновенного деления  $Y(E_0)$  в зависимости от энергии электронов для реакции  $^{242}\text{Pu} + \gamma$ . Для других реакций эти зависимости имеют подобный вид.

При торможении электронов, как известно, образуется непрерывный спектр  $\gamma$ -квантов. Наблюдаемый выход осколков деления (мгновенных или запаздывающих) связан с сечением реакции соотношением:

$$Y(E_0) = k \int_{E_n}^{E_0} \sigma(E_\gamma) \Phi(E_\gamma, E_0) dE_\gamma, \quad (1)$$

где  $E_0$  — энергия электронов,  $E_n, \sigma(E_\gamma)$  — порог и сечение реакции,  $\Phi(E_\gamma, E_0)$  — тормозной спектр  $\gamma$ -квантов, причем

$$E_n \leq E_\gamma \leq E_0,$$

$k$  — коэффициент, связанный с геометрией опыта и количеством вещества облучаемой мишени.

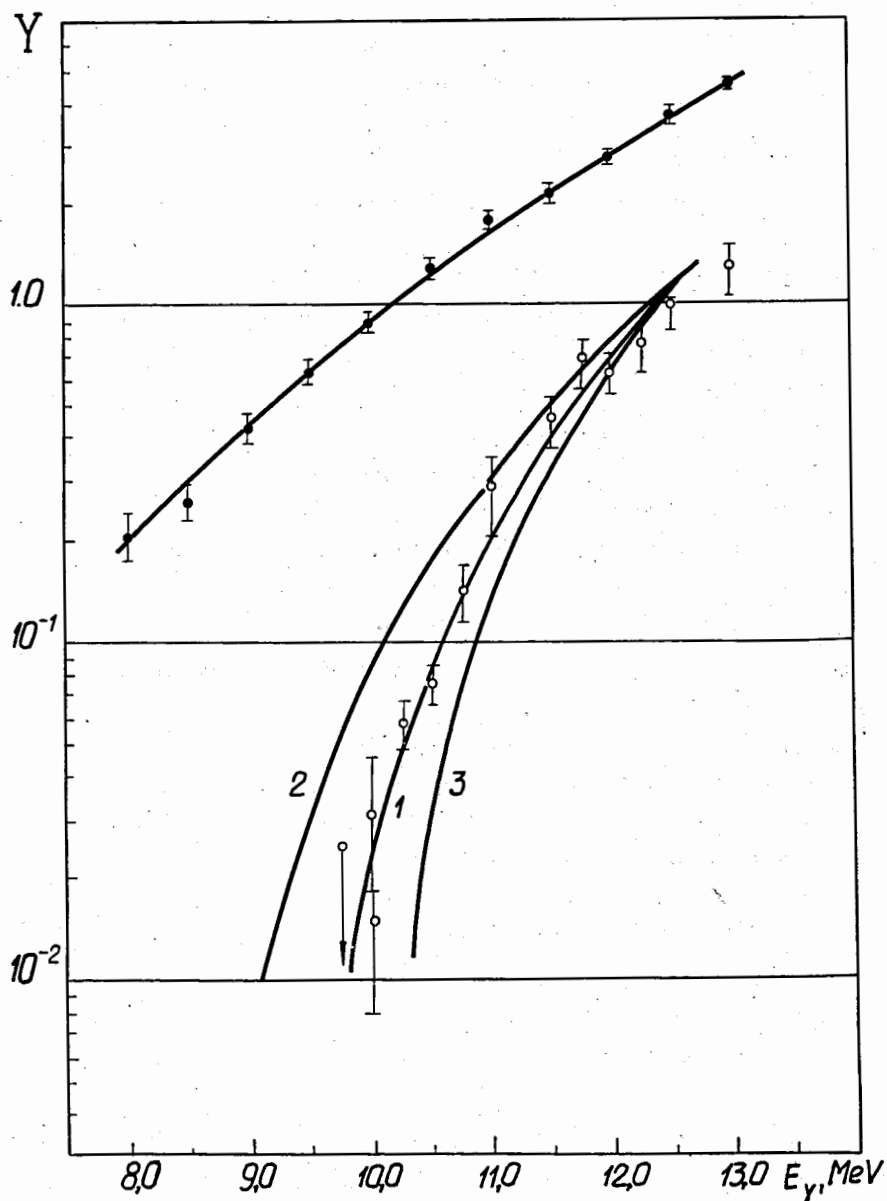


Рис. 2. Зависимость выхода осколков мгновенного  $\frac{1}{2}$  и запаздывающего  $\frac{1}{2}$  деления  $Y$  от граничной энергии  $E_\gamma$  (или энергии электронов  $E_0$ ) в реакции  $^{242}\text{Pu} + \gamma$ . 1 - рассчитанная кривая при  $T = 1,5$  Мэв и энергии порога  $E_n = 9,1$  Мэв. 2,3 - при  $T = 1,5$  Мэв,  $E_n = 8,3$  Мэв (2) и  $9,5$  Мэв (3).

10

В 4-й (и частично в 5-ой) главе подробно обсуждаются методы обработки результатов измерений при фотоядерных реакциях. Предложен интегральный способ нахождения выходов реакций  $Y(E_0)$  по их известным сечениям.

Используя соотношение (1), мы "проинтегрировали" функцию возбуждения  $\sigma_f(E_0)$  фотоделения  $^{241}\text{Am}$ , определенную в опытах Каца и др. /13/. Полученная кривая хорошо согласуется с экспериментальными точками зависимости выхода  $Y_f(E_0)$  осколков мгновенного деления для того же ядра.

Аналогичным способом "проинтегрированы" и функции возбуждения  $\sigma_i(E_0)$  реакций, идущих с образованием спонтанно делящихся изомеров  $^{240}\text{Am}$ ,  $^{242}\text{Am}$  и  $^{241}\text{Pu}$ .

Форма кривой функции возбуждения вблизи порога реакции описывается выражением, полученным из статистической теории ядерных реакций применительно к  $\sigma_i(E_0)$ :

$$\sigma_i = \sigma_f \frac{\Gamma_n}{\Gamma_f} \eta_i (1 - e^{-\Delta E/T}). \quad (2)$$

Здесь  $\sigma_i$  - соответствующее сечение фотоделения,  $\Gamma_n$  и  $\Gamma_f$  - нейтронные и делительные ширины,  $\eta_i$  - вероятность образования изомерного состояния,  $\Delta E$  - энергия возбуждения ядра, отсчитываемая от порога реакции,  $T$  - ядерная температура. В расчетах использовались значения  $T = 0,7$  и  $1,5$  Мэв; различие полученных кривых  $Y_i(E_0)$  невелико.

В случае  $^{241}\text{Am}$  использовались значения сечений  $\sigma_f$ , приведенные в /13/; для  $^{243}\text{Am}$  относительное изменение  $\sigma_f$  с энергией получено из наблюдаемого нами выхода осколков мгновенного деления  $Y_f(E_0)$  /10/. Сечение мгновенного деления реакции  $^{242}\text{Pu} + \gamma$  рассчитывалось из  $Y_f(E_0)$  методом "разности фотонов". Эти сведения по  $\sigma_f$  для  $^{243}\text{Am}$  и  $^{242}\text{Pu}$  в измеряемом диапазоне  $E_\gamma$  в литературе отсутствовали.

Совмещая определенные таким образом зависимости выходов осколков запаздывающего деления от энергии  $\gamma$ -квантов



с экспериментальными данными для трех ядер (для ядра  $^{241}\text{Pu}$  см. рис. 2), можно установить пороги реакций, приводящих к спонтанно делящимся изомерам.

Эти пороги оказались равными:

$9,85 \pm 0,15$  Мэв для реакции  $^{241}\text{Am}(\gamma, n) ^{240m}\text{Am}$ ,

$9,45 \pm 0,15$  Мэв - " -  $^{243}\text{Am}(\gamma, n) ^{242m}\text{Am}$ ,

$9,10 \pm 0,15$  Мэв - " -  $^{241}\text{Pu}(\gamma, n) ^{241m}\text{Pu}$ .

Пороги реакций, ведущих к образованию основного состояния  $^{240}, ^{242}\text{Am}$  и  $^{241}\text{Pu}$ , совпадают, очевидно, с энергиями связи нейтронов для ядер-мишеней, которые известны.

Разницу порогов, можно, по-видимому, рассматривать как энергию возбуждения  $E_1^*$  изомерных уровней. Результаты сведены в таблицу 2.

Таблица 2

Изомер	Период полураспада	Энергия изомерного уровня, Мэв	Реакция
$^{240m}\text{Am}$	0,9 мсек	$3,15 \pm 0,25$	$^{241}\text{Am}(\gamma, n)$
		$3,15 \pm 0,25$	$^{241}\text{Pu}(p, 2n)^{14/}$
$^{242m}\text{Am}$	14 мсек	$3,20 \pm 0,20$	$^{243}\text{Am}(\gamma, n)$
		$2,90 \pm 0,40$	$^{243}\text{Am}(n, 2n)^{15/}$
$^{241m}\text{Pu}$	25 мксек <sup>x/</sup>	$2,90 \pm 0,15$	$^{242}\text{Pu}(\gamma, n)$

Из таблицы видно, что наши результаты по  $E_1^*$  для  $^{240}, ^{242}\text{Am}$  совпадают с данными других работ.

Величина  $E_1^*$  для  $^{241}\text{Pu}$  определена впервые.

Выбор этого изотопа объектом наших исследований не был случайным. В ядре  $^{241}\text{Pu}$  наблюдается изомерное состояние, распадающееся путем деления<sup>14/</sup>, и проявляется четкая картина

<sup>x/</sup> Наши данные  $-T_{1/2} = 23 \pm 1$  мксек, данные<sup>14/</sup>  $\approx 27$  мксек. В таблице приводится среднее значение.

делительных подбарьерных резонансов<sup>16/</sup>. Интерпретируя оба явления на основе модели двугорбого барьера деления, можно оценить одни и те же параметры такого барьера. Сравнение этих оценок проводится в главе 6.

В опытах с  $\gamma$ -квантами были определены отношения сечений образования изомерного и основного состояний  $\frac{\sigma_i}{\sigma_g}$  (парциальное изомерное отношение), а также  $\frac{\sigma_i}{\sigma_f}$ . Получены абсолютные значения сечений  $\sigma_i$  для двух реакций. Эти сведения размещены в таблице 3. В случае  $^{243}\text{Am}(\gamma, n) ^{242m}\text{Am}$  такие данные не представлены из-за отсутствия абсолютных величин  $\sigma_f$  и  $\frac{\Gamma_f}{\Gamma_n + \Gamma_f}$ .

Для сравнения в таблице приведены результаты по другим реакциям. Видно, что изомерное отношение не зависит от вносимого углового момента. Это, по-видимому, указывает на то, что механизм образования изомерного состояния не чувствителен к спине составного ядра<sup>19/</sup>.

Пятая глава содержит описание опытов по наблюдению делящихся изомеров  $^{242}\text{Am}$  и  $^{244}\text{Am}$ , образующихся в реакциях радиационного захвата тепловых нейтронов.

1. Эти реакции удобны для анализа. Как правило, энергия, спин и другие характеристики образующихся уровней в составном ядре известны.

2. Важно было проследить корреляцию между процессами образования изомеров и вынужденным делением.

3. Представлялось интересным сравнить сечения образования спонтанно делящихся изомеров при захвате нейтронов на состоянии с различными делительными ширинами.

Уровни в ядрах  $^{242}\text{Am}$  и  $^{244}\text{Am}$ , возбуждаемые при захвате тепловых нейтронов, лежат на  $\approx 0,9$  Мэв ниже барьера деления, имеют одинаковые спины и четности ( $2^-$  или  $3^-$ ), но сильно при этом отличаются по  $\Gamma_f$ .

Первые опыты с тепловыми нейтронами были поставлены в 1965 году<sup>20/</sup> с целью получить  $^{242m}\text{Am}$ . Эксперименты не

Таблица 3

Реакция	Энергия частиц, (МэВ)	Ср. момент, вносимый в ядро, $\bar{l}(h)$	Сечение образования изомера (см <sup>2</sup> )	Изомерное отношение $\sigma_i/\sigma_g$	$\sigma_i/\sigma_f$
$^{238}\text{U}(\text{II}_B, \alpha 3n)^{242m}\text{Am}$	60	15	$6 \cdot 10^{-32}$	$(4,3 \pm 1,5) \cdot 10^{-4}/16/$	-
$^{243}\text{Am}(n, 2n)$ "	14	6,0	$1,5 \cdot 10^{-28}$	$\approx 4 \cdot 10^{-4} /17/$	-
$^{241}\text{Am}(n, \gamma)$ "	1,0	0,5	$1,5 \cdot 10^{-29}$	$\approx 2 \cdot 10^{-4} /18/$	$(2 \pm 0,3) \cdot 10^{-5}$
$^{243}\text{Am}(\gamma, n)^{242m}\text{Am}$	12,5	1,0	-	-	$(1,3 \pm 0,4) \cdot 10^{-3}$
$^{241}\text{Am}(\gamma, n)^{240m}\text{Am}$	13,0	1,0	$1,5 \cdot 10^{-28}$	$(5 \pm 1,2) \cdot 10^{-4}$	$(1,0 \pm 0,25) \cdot 10^{-3}$
$^{242}\text{Pu}(\gamma, n)^{241m}\text{Pu}$	12,5	1,0	$3,4 \cdot 10^{-28}$	$(9 \pm 3) \cdot 10^{-4}$	$(2,5 \pm 0,5) \cdot 10^{-3}$

дали прямых указаний на образование изомера, была лишь оценена верхняя граница сечений, из которой следовало, что изомерное отношение  $\sigma_i / \sigma_g < 5 \cdot 10^{-7}$ , т.е. на три порядка меньше, чем в реакциях на быстрых частицах.

Более поздние попытки других авторов синтезировать  $^{242m}\text{Am}$  оказались безуспешными.

Наши опыты с более интенсивными потоками тепловых нейтронов были продолжены в 1968-69 г.г. <sup>/21,22/</sup>. Впервые был четко зафиксирован распад изомера америция-242 <sup>/21/</sup>. В <sup>/22/</sup> для получения пульсирующего пучка нейтронов ( $\approx 10^8 \frac{n}{\text{сек. см}^2}$ ) использовался изохронный циклотрон Лаборатории ядерных реакций. Замедление нейтронов происходило в парафиновом блоке переменной толщины, что позволяло менять энергетический спектр частиц. Выделение участка спектра тепловых нейтронов проводилось с помощью фильтров из кадмия. Эксперименты <sup>/22/</sup> также имели целью получение делящихся изомеров  $^{242}\text{Am}$  и  $^{244}\text{Am}$  в реакциях с быстрыми нейтронами.

Результаты даны в таблице 4. Приведенные сечения показывают корреляцию между мгновенным делением ( $\sigma_f$ ) и образованием изомерного состояния ( $\sigma_i$ ). Оба процесса наблюдались для ядра  $^{241}\text{Am}$  и не обнаружены (имеется оценка верхних границ) для  $^{243}\text{Am}$  при облучении их тепловыми нейтронами. При этом в случае  $^{242}\text{Am}$  делительная ширина  $\Gamma_f \approx 2 \cdot 10^{-4}$  эв (при захвате нейтрона), в случае  $^{244}\text{Am}$  -  $\Gamma_f < 10^{-5}$  эв.

Таким образом, можно сказать, что чем выше сечение деления этих ядер, тем с большей вероятностью образуется изомер. Или, другими словами, для заселения изомерного состояния необходимо возбудить колебательные степени свободы. Сказанное справедливо, по-видимому, для энергий возбуждения ниже барьера деления.

Таблица 4

Энергия нейтронов (эВ)	$^{241}\text{Am} + n$			$^{243}\text{Am} + n$		
	$\sigma_i/\sigma_f$	$\sigma_f$ (барн)	$\sigma_i$ (мкбарн)	$\sigma_i/\sigma_f$	$\sigma_f$ (барн)	$\sigma_i$ (мкбарн)
$< 0,4$	$(1,0 \pm 0,3) \cdot 10^{-4}$	$3,13^x$	$300 \pm 100$		$< 0,05^x$	$< 10$
$\approx 10^6$	$(0,2 \pm 0,06) \cdot 10^{-4}$	1,2	$24 \pm 6$	$(0,3 \pm 0,1) \cdot 10^{-4}$	1,4	$42 \pm 15$

х) Сечение для тепловых нейтронов

В шестой главе сделана попытка оценить некоторые параметры двугорбого барьера для выбранных ядер плутония и америкия, опираясь на данные, полученные из приведенных выше реакций.

1. Энергия изомерного уровня рассматривается в модели двугорбого барьера как разница по энергии положения второго минимума потенциальной кривой  $U(x)$  над первым. В обозначениях рис. 1 это означает  $E_1^* = U_{II} - U_I$ . Числовые значения  $E_1^*$  указаны в таблице 2. Для ядра  $^{241}\text{Pu}$ , как известно,  $E_1^* = 2,9$  Мэв. Анализ делительных резонансов в том же ядре приводит к значениям  $U_{II} - U_I = 1,7 - 2,1$  Мэв<sup>/6,23/</sup>. Вычисления здесь проводились из соотношения плотностей  $\rho_{II}$  и  $\rho_I$  двух классов уровней во второй и первой потенциальных ямах.

По поводу различия в величинах  $E_1^*$  и  $U_{II} - U_I$  можно высказать два предположения: либо наблюдаемое изомерное состояние в  $^{241}\text{Pu}$  лежит выше (на  $\approx 800$  кэв) дна второй ямы, либо параметр плотности уровней  $a$  для сильно деформированных состояний имеет аномально большое значение ( $\approx 40$ ).

С другой стороны, может оказаться, что оба явления имеют различную природу, или картина одномерного двугорбого барьера является слишком приближенной.

2. В ряде работ излагается способ применения статистической модели для описания процессов, связанных с образованием делящихся изомеров. Использование такого подхода для ядер, имеющих двугорбый барьер деления, основано на том, что при достаточной глубине второго минимума в нем проявляются системы различных уровней. Предполагается также, что в ядре, попавшем во вторую яму, устанавливается термодинамическое равновесие.

В<sup>/24,25/</sup> приведены выражения, позволяющие получить соотношение между сечением  $\sigma_1$  образования изомерного состояния и сечениями реакций, приводящих ядро в основное сос-

тояние ( $\sigma_g$ ) или к делению ( $\sigma_f$ ). Применительно к реакциям ( $n, \gamma$ ) и ( $\gamma, n$ ), исследованным в наших работах /10,11,22/, эти соотношения можно записать в следующем виде:

$$\frac{\sigma_f}{\sigma_g} = \frac{\Gamma_{\gamma 2}}{\Gamma_{\gamma 1}} \frac{\rho_{II}}{\rho_I} \frac{N_A}{N_A + N_B}; \quad (3)$$

для реакции ( $n, \gamma$ )

$$\frac{\sigma_f}{\sigma_f} = \frac{\Gamma_{\gamma 2}}{\Gamma_{f2}}; \quad (4)$$

$$\frac{\sigma_f}{\sigma_g} = \frac{\Gamma_{n2}}{\Gamma_{n1}} \frac{\rho_{II}}{\rho_I} \frac{N_A}{N_A + N_B}; \quad (5)$$

для реакции ( $\gamma, n$ )

$$\frac{\sigma_f}{\sigma_f} = \frac{\Gamma_{n2}}{\Gamma_{f2}}. \quad (6)$$

В этих формулах  $N_A$  и  $N_B$  - число открытых каналов для данного процесса в промежутке от вершины первого (А) или второго (В) барьеров до величины энергии возбуждения  $E^*$  состав-

$$\text{ного ядра, т.е. } N_A = \int_0^{E^* - U_A} \rho_A(\epsilon) d\epsilon \quad \text{и} \quad N_B = \int_0^{E^* - U_B} \rho_B(\epsilon) d\epsilon,$$

где  $\rho_A$  и  $\rho_B$  - плотности уровней при деформациях, отвечающих расположению барьеров.

Далее,  $\rho_I$  и  $\rho_{II}$  - плотности уровней, соответствующие энергиям возбуждения относительно  $U_I$  и  $U_{II}$  (рис. 1);  $\Gamma_{\gamma 1}$ ,  $\Gamma_{\gamma 2}$  - радиационные и  $\Gamma_{n1}$ ,  $\Gamma_{n2}$  - нейтронные парциальные ширины переходов ядра в первую или вторую яму соответственно. На опыте были определены отношения  $\sigma_f / \sigma_g$  и  $\sigma_f / \sigma_f$  (таблицы 3 и 4), остальные члены формул (3)-(6) находились из расчёта /25/. Вычисленные значения  $\frac{N_A}{N_A + N_B}$  и  $\Gamma_{f2}$

(делительная ширина во второй яме) приводили к оценкам параметров барьеров. Принималось, что  $\hbar \omega_A = \hbar \omega_B$ .

Для реакций радиационного захвата нейтронов вычисления указывали на высоты  $U_B$  вторых барьеров  $^{242}\text{Am}$  и  $^{244}\text{Am}$ , близкие к величинам энергии связи нейтронов в этих ядрах. В подобной ситуации следует, по-видимому, полагать, что известные из эксперимента пороги деления определяются высотами первых (внутренних) барьеров.

Данные из реакций ( $\gamma, n$ ) дают сведения о барьерах для ядер  $^{241-243}\text{Am}$  и  $^{241,242}\text{Pu}$ . Общий результат такой: при одном и том же значении параметра плотности уровней ( $a_I = a_{II} \approx 28 \text{ МэВ}^{-1}$ ) величины обоих барьеров получаются примерно одинаковыми по высоте.

Чтобы согласовать оценки высот вторых барьеров для ядра  $^{242}\text{Am}$  при захвате тепловых нейтронов и для  $^{241}\text{Pu}$  в случае делительных резонансов /26/ нам приходится увеличивать параметр  $a_{II}$  для системы уровней во второй яме.

Рассуждения относительно структуры барьера деления имеют явно приближенный и схематичный характер, что объясняется несовершенством существующей теории и недостатком сведений о природе спонтанно делящихся изомеров.

Основные результаты диссертационной работы сводятся к следующему:

1. Сконструирован и изготовлен искровой счётчик осколков деления. Рассмотрен механизм его работы. Определена его эффективность регистрации частиц, а также изучены дискриминирующие и временные свойства, существенные для изучения делящихся изомеров.

2. Для исследования спонтанно делящихся изомеров применены фотоядерные реакции типа ( $\gamma, n$ ). Такие реакции расширяют круг изучаемых ядер и позволяют проводить надежную интерпретацию полученных результатов.

3. Из реакций с гамма-квантами получены сведения об энергии возбуждения изомерных состояний в ядрах  $^{240}\text{Am}$ ,  $^{242}\text{Am}$  и  $^{241}\text{Pu}$ , определены изомерные отношения, а также измере-



ны отношения сечений образования изомеров  $\sigma_i$  к сечениям вынужденного деления  $\sigma_f$ . Для  $^{240m}\text{Am}$  и  $^{241m}\text{Pu}$  даны абсолютные значения сечений  $\sigma_i$ . В реакциях с  $\gamma$ -лучами зафиксирован максимальный выход спонтанно делящихся изомеров по сравнению с другими реакциями.

4. Изучены реакции радиационного захвата тепловых нейтронов, приводящие к образованию изомеров  $^{242m}\text{Am}$  и  $^{244m}\text{Am}$ . Измерены сечения реакций  $\sigma_i$  и отношения сечений  $\sigma_i / \sigma_f$  при взаимодействии ядер мишеней как с тепловыми, так и быстрыми нейтронами.

5. Замечена корреляция между процессами образования делящихся изомеров и мгновенным делением. При облучении ядер  $^{241}\text{Am}$  и  $^{243}\text{Am}$  тепловыми нейтронами оба процесса наблюдались для ядра  $^{242}\text{Am}$  и не обнаружены в ядре  $^{244}\text{Am}$ .

6. Для ядра  $^{242}\text{Am}$  показано резкое отличие в поведении отношений  $\sigma_i / \sigma_g$  и  $\sigma_i / \sigma_f$  в реакциях при переходе от быстрых нейтронов (1 Мэв) к тепловым. Величина  $\sigma_i / \sigma_f$  меняется слабо, в то время как изомерное отношение  $\sigma_i / \sigma_g$  уменьшается на три порядка. Результаты экспериментов обсуждаются в рамках модели двугорбого барьера деления.

7. На основе имеющихся данных о свойствах спонтанно делящихся изомеров и представлений о механизме заселения изомерных уровней сделаны приближенные оценки параметров двугорбого барьера деления некоторых ядер.

Диссертация написана по материалам опубликованных работ /3,9-11,19-22/.

Отдельные результаты исследований докладывались на XIX и XX Всесоюзных Совещаниях по ядерной спектроскопии и структуре ядра (г. Ереван, 1969 г., г. Ленинград, 1970 г.) на XI Совещании по ядерной спектроскопии нейтронодефицитных изотопов и теории деформированных ядер (Дубна, 1969 г.).

#### Л и т е р а т у р а

1. К.А. Петржак, Г.Н. Флеров. ЖЭТФ, 10, 1013 (1940).
2. С.М. Поликанов, В.А. Друин, В.А. Карнаухов, В.Л. Михеев, А.А. Плеве, Н.К. Скобелев, В.Г. Субботин, Г.М. Тер-Акопьян, В.А. Фомичев. ЖЭТФ, 42, 1464 (1962).
3. Г.Н. Флеров, Ю.П. Гангрский, Б.Н. Марков, Нгуен Конг Кхань, Д.Д. Пулатов, Н.Х. Шадиева. Препринт ОИЯИ Р7-5018, Дубна, 1970.
4. S.M. Polikanov and G. Sletten. Preprint of the Niels Bohr Institute, Denmark (1970), to be published in Nucl. Phys.
5. V.M. Strutinsky. Nucl. Phys., A95, 420 (1967).
6. E. Migneco, G. Theobald. Nucl. Phys., A112, 603 (1968).
7. Н.С. Работнов, Г.Н. Смиринкин, А.С. Солдатов, Л.Н. Усачёв, С.П. Капица, Ю.М. Ципенюк, ЯФ, 11, 508 (1970).
8. W.V. Chang, S. Rosenblum. Phys. Rev., 67, 222 (1945).
9. Ю.П. Гангрский, Б. Далхсурен, Ю.А. Лазарев, Б.Н. Марков, Нгуен Конг Кхань, ПТЭ, 2, 63 (1970).
10. Ю.П. Гангрский, Б.Н. Марков, Ю.М. Ципенюк. ЯФ, 11, 54 (1970).
11. Yu.P. Gangrsky, B.N. Markov, Yu.M. Tsipenyuk. JINR Preprint E15-5071, Dubna, 1970. Phys. Lett., 32B, 182 (1970).
12. С.П. Капица, В.Н. Мелехин. Микротрон, Изд-во "Наука", Москва (1968).
13. L. Katz, A.P. Baerg, F. Brown. Second UN Intern. Conf. on the PUAE, Geneva, 15, 188 (1958).
14. S. Bjornholm, J. Borggreen, L. Westgaard, V.A. Karnaukhov. Nucl. Phys., A95, 513 (1967).
15. G.N. Flerov, A.A. Pleve, S.M. Polikanov, S.P. Tretiakova, N. Martalogu, D. Poenaru, M. Sezon, J. Vilkov, N. Vilkov.
16. Ю.П. Гангрский, Б.Н. Марков, С.М. Поликанов, Х. Юнгклауссен. ЯФ, 5, 22 (1966).
17. А.Ф. Лиев, В.Н. Марков, А.А. Плеве, С.М. Поликанов. Nucl. Phys., 63, 173 (1965).

18. G.N. Flerov, A.A. Pleve, S.M. Polikanov, S.P. Tretiakova, I. Boga, M. Sezon, I. Vilkov, N. Vilkov. Nucl. Phys., A102, 443 (1967).
19. Г.Н. Флеров, Ю.П. Гангрский, Б.Н. Марков, А.А. Плева, С.М. Поликанов, Х. Юнгклауссен. ЯФ, 8, 17 (1967).
20. Б.Н. Марков, А.А. Плева, С.М. Поликанов, Г.Н. Флеров. ЯФ, 3, 455 (1966).
21. Ю.П. Гангрский, К.А. Гаврилов, Б.Н. Марков, Нгуен Конг Кхань, С.М. Поликанов, ЯФ, 10, 65 (1969).
22. B. Dalhsuren, G.N. Flerov, Yu.P. Gangrsky, Yu.A. Lasarev, B.N. Markov, Nguyen Cong Khanh. JINR Preprint E15-4744, Dubna, 1969, Nucl. Phys., A148, 492 (1970).
23. J.E. Lynn. Preprint AERE-R5891, Harwell (1968).
24. Х. Юнгклауссен, А.А. Плева. Препринт ОИЯИ Р15-3618, Дубна, 1967.
25. S. Jägare. Nucl. Phys., A137, 241 (1969).
26. Е.В. Гай, А.В. Игнатюк, Н.С. Работнов, Г.Н. Смиринкин. Материалы Симпозиума по физике и химии деления, Вена, 337 (1969).

Рукопись поступила в издательский отдел

12 июня 1970 года.