

ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

539.144.7

ЯДЕРНЫЕ ИЗОМЕРЫ ФОРМЫ**С. М. Поликанов**

Экспериментальные и теоретические исследования последних лет указывают на существование нового вида изомерии атомных ядер, вызванной сильным различием формы ядер в начальном и конечном состояниях.

Представление об атомном ядре, как о сложной системе, имеющей определенную форму, весьма широко используется в ядерной физике. Особенно часто оно применяется при изучении процесса деления ядер. В этом случае принято рассматривать последовательность форм ядра от начальной эллиптической до гантелеобразной перед разрывом ядра на два осколка.

Одной из задач теории атомного ядра является определение равновесной деформации ядра, соответствующей минимуму потенциальной энергии. Решение этой задачи связано с вычислением зависимости потенциальной энергии от параметров, определяющих форму ядра. Вообще говоря, потенциальная поверхность может иметь весьма сложный рельеф, и заранее нельзя исключить, что помимо глубокой ямы, дно которой является основным состоянием ядра, появятся дополнительные минимумы потенциальной энергии, отделенные барьером от основного минимума. Если барьер, разделяющий эти минимумы, окажется достаточно высоким, то электромагнитные переходы между энергетическими уровнями ядра, характеризующимися разными равновесными деформациями, будут сильно заторможены. Это значит, что нижнее энергетическое состояние дополнительного минимума потенциальной энергии окажется изомерным. При этом степень запрета переходов будет определяться в основном тем, насколько велик барьер между минимумами потенциальной энергии.

В последние годы вопрос о такого рода «изомерии формы» атомных ядер привлек к себе внимание в связи с открытием спонтанно делящихся изомеров^{1,2} и подбарьерных делительных резонансов³, которые наблюдаются при захвате медленных нейтронов. В ряде экспериментальных работ, связанных с исследованием свойств некоторых спонтанно делящихся изомеров, было высказано предположение, что спонтанно делящиеся изомеры — это «изомеры формы», для которых барьер деления очень сильно уменьшен⁴⁻⁶.

Появление теоретических работ, в которых учитывалось влияние оболочных эффектов на барьер деления⁷, придало гипотезе об «изомерии формы» конкретный вид.

Анализ имеющихся в настоящее время экспериментальных фактов позволяет сделать определенные предположения о природе делящихся изомеров, а также обсудить некоторые возможные пути дальнейших экспериментальных исследований в этой области.

ИЗОМЕРИЯ ФОРМЫ МОЛЕКУЛ

Уже сравнительно давно было обращено внимание на то, что описание коллективного движения при делении ядер имеет много общего с описанием колебаний двухатомной молекулы⁸. Изменению формы эллипсоида в случае ядра соответствует изменение расстояния между ядрами в случае молекулы. Адиабатическая перестройка электронов при сближении или удалении друг от друга ядер в двухатомной молекуле напоминает перестройку нуклонных орбит в атомном ядре, форма которого медленно изменяется.

Эта аналогия имеет достаточно глубокий характер, и не даром в последнее время делаются попытки вычислить потенциальную энергию ядра в рамках модели осциллятора с двумя центрами⁹.

Интересно отметить, что представление об изомерии формы обычно для молекул. В этом случае подразумевается существование двух конфигураций атомов, образующих молекулу, и переход из одной в другую затруднен из-за появления потенциального барьера. Примером такого рода изомерии формы могут служить изомеры вращения молекулы дихлорэтана (рис. 1). Действительно, для этой молекулы, которая состоит из двух групп CH_2 , повернутых относительно оси, соединяющей два атома углерода, потенциальная энергия зависит от угла поворота одной группы CH_2 относительно другой. Как видно из рис. 2, молекула дихлорэтана имеет

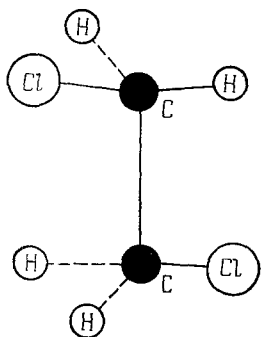


Рис. 1. Модель молекулы дихлорэтана.

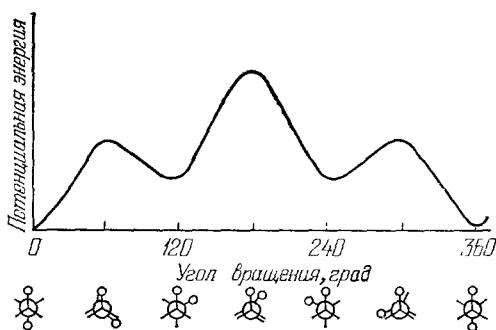


Рис. 2. Потенциальная энергия молекулы дихлорэтана.

равновесные состояния, разделенные барьером. Известны и другие проявления изомерии формы в молекулах. Например, возможна зеркальная изомерия, когда одна конфигурация атомов является зеркальным отражением другой.

Проводя аналогии между процессом деления и движением ядер в молекуле, Хилл и Уилер еще в 1953 г. обратили внимание на возможность возникновения изомерии формы у атомных ядер⁸. В работе Хилла и Уилера предполагалось существование изомеров формы делящихся элементов в виде сплюснутого эллипсоида вращения^{*)}.

*) Согласно расчетам Пашкевича^{10а} сплюснутый эллипсоид путем неаксальных деформаций переходит в вытянутый эллипсоид.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СВОЙСТВ СПОНТАННО ДЕЛЯЩИХСЯ ИЗОМЕРОВ

После открытия в 1961 г. первого спонтанно делящегося изомера ^{242}Am с периодом полураспада 14 мсек^1 , который, кстати, оказался наиболее долгоживущим из всех известных к настоящему времени изомеров, во многих лабораториях предпринимались поиски новых спонтанно делящихся изомеров. Большая часть исследований была проведена с пучками протонов, дейтронов и α -частиц, ускоренных на электростатических тандем-генераторах и циклотронах. В этих исследованиях было установлено существование спонтанно делящихся изомеров для большинства исследованных изотопов в области $U - Cm$. Оказалось, что периоды полураспада обнаруженных изомеров лежат в диапазоне от 2 нсек до 14 мсек . Следует отметить, что если можно с определенностью говорить об отсутствии изомеров с периодом больше 14 мсек , то со стороны малых

времен жизни изомеров граница определена условиями эксперимента. То обстоятельство, что периоды полураспада обнаруженных делящихся изомеров оказались очень короткими, наложило свой отпечаток на экспериментальные исследования. Прежде всего экспериментаторы оказались вынуждены изучать свойства изомеров в непосредственной близости от ускорителей заряженных частиц. Наблюдаемые эффекты очень малы, причем, как правило, приходится облучать сильно активные мишени из тяжелых элементов. Все это сделало эксперименты довольно трудными.

Практически во всех опытах с заряженными частицами использовались тонкие мишени, и поэтому ядра изомеров, образующиеся в той или иной реакции, получали достаточно большой импульс и вылетали из мишени. Поместив вдоль траектории ядра-изомера детекторы осколков деления, наблюдали осколки деления распадающихся на лету изомеров. Изучая пространственное распределение треков осколков деления на детекторах, можно было оценить период полураспада соответствующего изомера.

В некоторых экспериментах была использована пульсирующая пучка частиц ускорителя. В этих случаях ядра изомера, вылетевшие из мишени, тормозились в так называемом сборнике, помещенном на их пути, и в промежутках времени между всплесками интенсивности пучка ускоренных частиц наблюдались осколки деления изомеров. Если анализировать характер временного распределения частиц, то можно вычислить период полураспада изомера. В качестве примера на рис. 3 схематически показана экспериментальная установка¹¹, использовавшаяся для поиска изомеров на электростатическом тандем-генераторе Института имени Нильса Бора в Копенгагене. Пульсирующим пучком протонов или дейтронов облучалась тонкая мишень, помещенная, как указано на рис. 3, в отверстие полупроводникового поверхностно-барьерного детектора. Ядра, образованные в реакции, вылетали из мишени и тормозились в тонком сборнике из формвара (органической пленки).

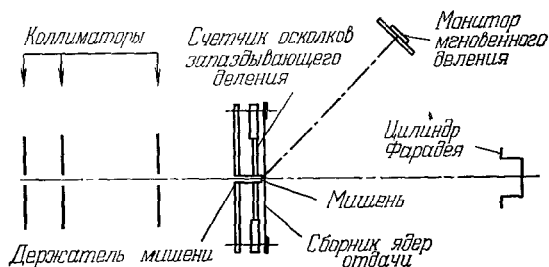


Рис. 3. Схема экспериментальной установки для поиска спонтанно делящихся изомеров.

На рис. 4 приведены типичные кривые распада некоторых изомеров:

$^{238}\text{Pu}(d, 2n)^{238m}\text{Am}$, $^{238}\text{Pu}(d, p)^{239m}\text{Pu}$ (рис. а),

$^{239}\text{Pu}(d, pn)^{239m}\text{Pu}$ (б) и $^{241}\text{Pu}(d, pn)^{241m}\text{Pu}$ (в).

Результатом большого числа экспериментов, проводившихся с применением различных методик, явилось открытие более двадцати новых

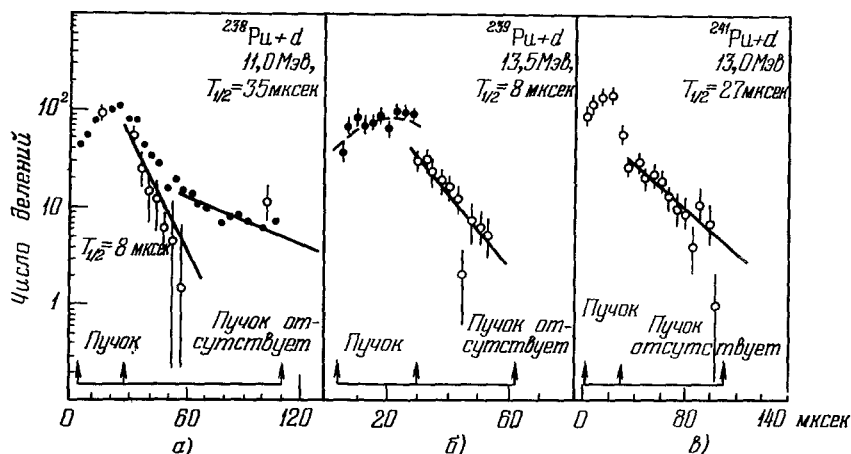


Рис. 4. Кривые распада изомеров плутония и америция ¹¹.

спонтанно делящихся изомеров ¹¹⁻¹⁴. Периоды полураспада известных изомеров приведены в табл. I. Существующую сейчас ситуацию можно

Таблица I

Изомер	Период полураспада $T_{1/2}$, нсек	Изомер	Период полураспада $T_{1/2}$, нсек	Изомер	Период полураспада $T_{1/2}$, нсек
^{234}U	< 2	^{240}Pu	4,4	^{241}Am	1,5 *)
^{236}U	110	^{241}Pu	27 *)	^{242}Am	14 **)
^{238}U	200	^{242}Pu	28	^{243}Am	6,5 *)
^{235}Pu	20	^{243}Pu	33	^{244}Am	1,1 **)
^{236}Pu	34	^{237}Am	5	^{240}Cm	< 2
^{237}Pu	80	^{238}Am	35 *)	^{241}Cm	19
	900	^{239}Am	160	^{242}Cm	< 2
^{238}Pu	6,5	^{240}Am	0,9 **)	^{243}Cm	38
^{239}Pu	8 *)				

*) В мксек. **) В мсек.

предс'авить себе, если рассмотреть рис. 5, где показаны периоды T_{sf} спонтанного деления изотопов в области U — Cm. Верхняя группа точек относится к основному состоянию ядер, а нижняя к изомерному. Видно, что область изомеров опущена вниз в среднем на 26 порядков. Таким образом, экспериментальные исследования показывают, что можно говорить об увеличении вероятности спонтанного деления изомеров по сравнению с основным состоянием примерно в 10^{26} раз. Во всех случаях наблюдалось лишь спонтанное деление, и нельзя исключить, что в некоторых случаях период полураспада определялся другим видом распада.

В последние годы в ряде лабораторий предпринимаются серьезные попытки обнаружить ветвь γ -распада для некоторых делящихся изомеров, однако до сих пор они не привели к положительным результатам. То же самое можно сказать о попытках наблюдать α -распад изомера ^{242}Am . В то же время удалось накопить достаточно много данных о характере ядерных реакций, в которых наблюдалось образование изомеров, и, в частности, о порогах некоторых из них. Наиболее интенсивно изучались реакции типа $(p, 2n)$, $(n, 2n)$, $(\alpha, 2n)$, $(\alpha, 3n)$ и $(\gamma, n)^{5, 6, 12, 15, 16}$. В качестве примера на рис. 6 показана кривая возбуждения изомера ^{237}Am в реакции $^{238}\text{Pu}(p, 2n)^{237}\text{Am}$. По оси ординат на этом рисунке отложено отношение числа событий спонтанного деления изомера к числу актов мгновенного деления.

Данные о зависимости сечений указанных реакций от энергии падающих частиц обрабатывались в предположении, что изомерные состояния заселяются при испарении нейтронов из образующихся возбужденных компаунд-ядер. Вычисления вероятности испарения того или иного числа нейтронов и соответственно сечения образования различных изотопов

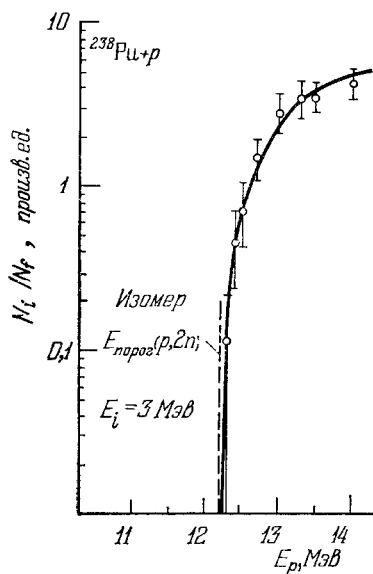


Рис. 6. Кривая возбуждения изомера ^{237}Am в реакции $^{238}\text{Pu}(p, 2n)^{237}\text{Am}$.

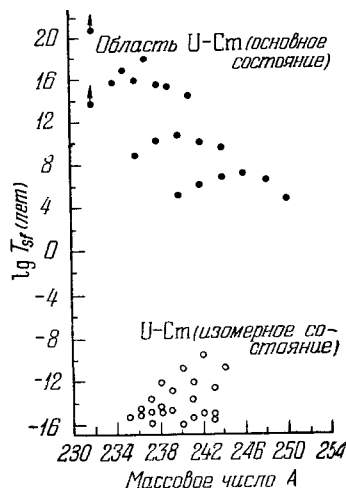


Рис. 5. Периоды спонтанного деления изотопов в области U — Cm.

были проведены в работе ¹⁷. Анализируя кривые возбуждения для изученных реакций таким же образом, как это делалось в работе ¹⁷, авторы работ ^{5, 6, 12, 15, 16} оценили пороги образования различных изомеров. Во всех случаях они оказались существенно выше порогов образования изотопов в основном состоянии. Если предположить, что заселение изомерных состояний идет таким же образом, как заселение основных, то разницу в порогах реакций можно считать приблизительно равной энергии изомерных состояний.

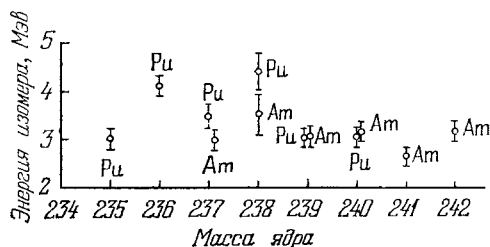


Рис. 7. Энергия изомерных состояний.

На рис. 7 и в табл. II приводятся данные об энергиях изомерных состояний для некоторых спонтанно делящихся изомеров, полученные при анализе кривых возбуждения. Видно, что оцененные таким образом энергии в основном заключены в диапазоне 2,5—4,5 Мэв. Конечно, следует

Таблица II

Изомер	Энергия уровня, Мэв	Реакция	Изомер	Энергия уровня, Мэв	Реакция
^{235}Pu	$3,0 \pm 0,2$	$(\alpha, 2n)$	^{238}Am	3—4	$(p, 2n)$
^{236}Pu	$4,1 \pm 0,2$	$(p, 2n)$	^{239}Am	$2,9 \pm 0,1$	$(p, 2n)$
^{237}Pu	$3,4 \pm 0,2$	$(\alpha, 2n)$	^{240}Am	$3,15 \pm 0,25$	$(p, 2n)$
^{238}Pu	$4,4 \pm 0,4$	$(\alpha, 2n)$	^{241}Am	$3,15 \pm 0,25$	(γ, n)
^{239}Pu	$3,0 \pm 0,2$	$(\alpha, 3n)$		$2,5 \pm 0,1$	$(p, 2n)$
^{240}Pu	$3,0 \pm 0,2$	$(\alpha, 2n)$	^{242}Am	$2,9 \pm 0,4$	$(n, 2n)$
^{241}Pu	$2,9 \pm 0,1$	(γ, n)		$3,2 \pm 0,25$	(γ, n)
^{237}Am	$3,0 \pm 0,3$	$(p, 2n)$			

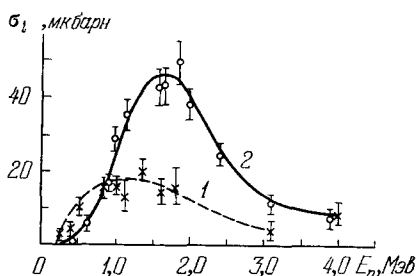
признать, что использованный способ оценки энергии изомерных состояний весьма груб, но, к сожалению, пока что еще не удалось определить энергию изомеров другим, более точным способом.

В одном из последующих разделов будут изложены существующие сейчас предположения о природе спонтанно делящихся изомеров, основанные на выводах теоретических работ. Поэтому здесь мы коснемся лишь тех выводов и гипотез, которые могли

быть сделаны и были сделаны лишь на основании результатов экспериментальных исследований изомеров и в первую очередь при изучении закономерностей образования спонтанно делящихся изомеров.

Самой простой наблюдавшейся реакцией образования спонтанно делящихся изомеров является реакция радиационного захвата нейтронов. Наиболее полные данные об образовании спонтанно делящихся изомеров в реакциях радиационного захвата нейтронов относятся к изомерам ^{242}Am и ^{244}Am ¹⁸⁻²¹.

Рис. 8. Сечение реакций $^{241}\text{Am}(n, \gamma)^{242i}\text{Am}$ (кривая 1; $T_{1/2} = 14$ мсек) и $^{243}\text{Am}(n, \gamma)^{244i}\text{Am}$ (2; $T_{1/2} = 1$ мсек).



Прежде всего известна зависимость сечения реакции (n, γ) для изомеров ^{242}Am и ^{244}Am при энергии нейтронов от 0,5 до 4,0 Мэв (рис. 8). Эти результаты были получены в опытах на циклотроне Института атомной физики в Бухаресте ¹⁸. Обращают на себя внимание два обстоятельства. Во-первых, вероятность образования ^{242}Am при радиационном захвате нейтронов с энергией 0,5—4,0 Мэв больше, чем, например, в реакциях с тяжелыми ионами. Во-вторых, совершенно необычен характер зависимости сечения реакции (n, γ) от энергии нейтронов в диапазоне 0,5—1,0 Мэв. Для реакций радиационного захвата нейтронов с такой энергией всегда наблюдается уменьшение сечения реакции при увеличении энергии нейтронов. Здесь же имеет место противоположная ситуация. Примечательно также то, что в области энергий нейтронов 0,5—1,0 Мэв аналогичный характер имеет зависимость сечения мгновенного деления σ_i от энергии нейтронов. При захвате нейтронов с энергией 0,5—1,0 Мэв спин образующегося компаунд-ядра сравнительно мал, а вероятность образования изомеров не меньше, а, как уже говорилось, больше, чем в реакциях с тяжелыми ионами. Это говорит о том, что спин делящихся изомеров не велик ¹⁹. Ранее высказывавшиеся доводы в пользу малого спина изомеров были основаны примерно на тех же аргументах.

Необычный для реакции (n, γ) рост сечения выше 0,5 Мэв может быть истолкован просто, если предположить, что существует некий потенциальный барьер, отделяющий изомерное состояние от основного, с высотой, близкой к барьеру деления.

Таким образом, результаты экспериментальных исследований приводят к выводу, что в случае спонтанно делящихся изомеров мы имеем дело с ситуацией, когда энергия изомерных состояний достаточно велика (~ 3 Мэв), а спин мал. Кроме того, из эксперимента следует, что для образования изомеров необходимо первоначально возбудить ядро до 6,5—7,0 Мэв.

Располагая этими сведениями, мы должны объяснить два основных свойства спонтанно делящихся изомеров: 1) заторможенность электромагнитных переходов из изомерного состояния; 2) резкое увеличение вероятности спонтанного деления изомеров.

Если причину ускорения процесса спонтанного деления еще можно сравнительно просто объяснить, предположив, что энергия изомерных состояний достаточно велика, то сложнее обстоит дело с нахождением причины заторможенности электромагнитных переходов. Естественное объяснение, которое приходит в голову и которое было высказано в ряде работ (см., например, ⁴), — это предположение о том, что в случае делящихся изомеров имеет место проявление изомерии формы. Действительно, если допустить, что помимо основного наиболее глубокого минимума потенциальная поверхность имеет дополнительный минимум, менее глубокий, но для которого барьер деления меньше, чем для основного состояния, то все факты можно объяснить очень просто. Вероятность спонтанного деления из нижнего состояния дополнительной потенциальной ямы может оказаться достаточно большой, а электромагнитные переходы из второй ямы будут заторможены из-за разницы форм ядра в двух состояниях. Предположение, что спонтанно делящиеся изомеры являются изомерами формы, может быть высказано лишь на основании экспериментальных фактов без использования каких-либо теоретических расчетов.

Более детальное исследование радиационного захвата нейтронов с образованием спонтанно делящихся изомеров америция позволило получить некоторые дополнительные данные, говорящие в пользу гипотезы об «изомерии формы».

В экспериментах, выполненных в ОИЯИ (Дубна), изучался радиационный захват нейтронов изотопами америция. Использовались тепловые нейтроны ¹⁹, нейтроны с энергией до 20 эв ²⁰ и 14—16 Мэв ⁻¹.

В первом случае источником нейтронов служила свинцовая мишень, которую облучали протонами с энергией 660 Мэв, ускоренными на синхротроне ОИЯИ. Нейтроны, образующиеся при взаимодействии быстрых протонов с ядрами свинца, имеют в основном энергию, равную нескольким Мэв, и для их замедления до тепловой энергии свинцовый блок окружался замедлителем нейтронов — водой.

Во втором случае мишень из бериллия облучалась интенсивным пучком дейтронов, ускоренных на двухметровом циклотроне ОИЯИ. Формирование спектров нейтронов, испущенных в реакции $\text{Be} + d$, проводилось с помощью замедлителя из парафина и борных фильтров. Меняя соотношение между числом ядер замедлителя нейтронов — парафина и поглотителя медленных нейтронов — бора, авторы получали различные энергетические спектры нейтронов. Естественно, что при таком способе формирования спектра нейтронов полученные данные о сечениях образования делящихся изомеров были усредненными по большому числу резонансов.

На рис. 9 приведен результат опытов с тепловыми нейтронами (σ_g — сечение образования ядра в основном состоянии), а в табл. III — данные опытов с нейтронами несколько большей энергии — сечения мгновенного деления σ_f и образования спонтанно делящихся изомеров σ_i ^{242}Am и ^{244}Am при радиационном захвате нейтронов.

Таблица III

$E_n, \text{ эв}$	$^{241}\text{Am} + n$			$^{243}\text{Am} + n$		
	$\sigma_i/\sigma_f, 10^{-4}$	$\sigma_f, \text{ барн}$	$\sigma_i, \text{ мкбарн}$	$\sigma_i/\sigma_f, 10^{-4}$	$\sigma_f, \text{ барн}$	$\sigma_i, \text{ мкбарн}$
0,2	$1,0 \pm 0,8$	3,13	300 ± 100		0,5	< 10
0,2—20	$0,8 \pm 0,3$	0,5	40 ± 15			
> 20	$0,2 \pm 0,06$	1,2	24 ± 6	$0,3 \pm 0,1$	1,4	42 ± 15

Обращает на себя внимание очень сильная корреляция между двумя процессами — мгновенным делением и образованием делящихся изомеров. Можно сказать, что делящиеся изомеры образуются достаточно эффективно лишь в том случае, когда вероятность мгновенного деления достаточно велика. Если вероятность деления мала,

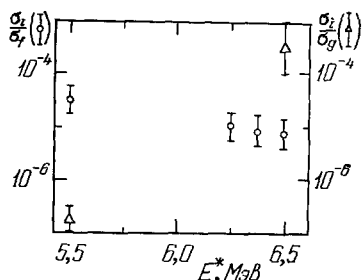


Рис. 9. Зависимость σ_i/σ_f и σ_i/σ_g от энергии возбуждения ядра ^{242}Am . ($E^*=5,5 \text{ Мэв}$ —тепловые нейтроны)

то соответственно мала будет и вероятность образования изомеров, независимо от того, какова вероятность радиационного захвата нейтронов. Существование указанной корреляции позволяет заключить, что образованию делящихся изомеров предшествует возникновение колебаний, соответствующих делительным степеням свободы. Было бы крайне интересно проследить такую корреляцию и для других изотопов, например ^{236}U , ^{240}Pu и т. д. Однако, к сожалению, имеющиеся сейчас экспериментальные данные об образовании делящихся изомеров урана и плутония в реакциях с нейтронами неполны и противоречивы. Об образовании изомеров урана и плутония при радиационном захвате нейтронов с энергиями 2,2 и 0,5 Мэв сообщалось в работе ²², выполненной в Харуэлле. В табл. IV приведены результаты этой работы, сечения образования делящихся изомеров при радиационном захвате нейтронов ²², однако надо отметить, что заключения о существовании изомеров ^{233}U , ^{235}U , ^{237}U и изомера ^{240}Pu с периодом 20 нсек не находят подтверждения в работах с заряженными частицами.

Таблица IV

Энергия нейтронов $E_n, \text{ Мэв}$	Мишень	$T_{1/2}, 10^{-9} \text{ сек}$	$\sigma_i/\sigma_f, 10^{-4}$	$\sigma_f, \text{ барн}$	$\sigma_i, 10^{-4} \text{ барн}$
2,2	^{239}Pu	$29,0 \pm 3,8$	4,1	2,0	8,2
		4,1—5,2	43	2,0	86,0
	^{233}U	$30,4 \pm 4,9$	4,7	2,1	9,6
	^{234}U	$19,7 \pm 4,9$	1,2	1,5	1,8
	^{235}U	$66,6 \pm 8,7$	3,1	1,3	4,0
	^{238}U		(Изомер не наблюдался)		
0,55	^{233}U	$34,9 \pm 4,5$	7,4	2,0	15,0

В то же время в работе румынских физиков ²³ сообщается о получении изомера ²³⁶U при захвате нейтронов с энергией ~ 2 Мэв с сечением примерно в десять раз большим, чем в работе английских физиков.

Было бы крайне важно получить более надежные экспериментальные данные об образовании спонтанно делящихся изомеров урана и плутония при радиационном захвате медленных нейтронов.

ПОДБАРЬЕРНЫЕ ДЕЛИТЕЛЬНЫЕ РЕЗОНАНСЫ

Как уже говорилось в предыдущем разделе, экспериментальные исследования позволили высказать предположение, что в случае спонтанно делящихся изомеров имеет место проявление изомерии формы.

В последующем мы обратимся к возможности теоретического описания этого явления, а сейчас рассмотрим другие экспериментальные данные

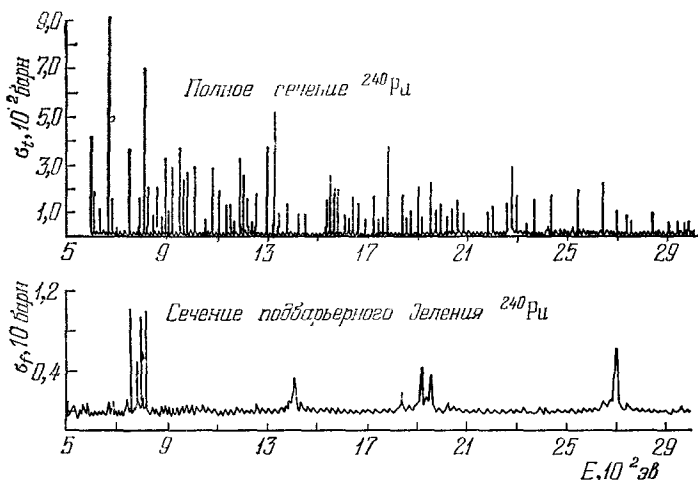


Рис. 10. Подбарьерные делительные резонансы в реакции $^{240}\text{Pu} + n$.

о делении ядер, которые появились совсем недавно и, как мы сейчас думаем, имеют самое прямое отношение к обсуждаемому вопросу.

Еще сравнительно недавно, говоря о делящихся изотопах, мы имели обычно в виду те из них, которые испытывают деление при захвате медленных нейтронов. В то же время имеется много изотопов, которые испытывают деление лишь в том случае, когда энергия нейтронов превышает некоторый порог, различный для разных изотопов, но в среднем составляющий несколько сотен кэв. При энергиях нейтронов ниже этого порога обычно наблюдается много резонансов, соответствующих радиационному захвату нейтронов.

Повышение точности эксперимента сделало возможным более тщательно исследовать отдельные резонансы, и, к удивлению, для некоторых изотопов, считавшихся неделящимися, были обнаружены группы резонансов с относительно большой делительной шириной ³.

В качестве типичного примера можно привести данные для изотопа ²⁴¹Pu, полученные при облучении мишени из ²⁴⁰Pu медленными нейтронами (рис. 10). На рис. 10 ясно видны отдельные группы резонансов с большой делительной шириной. Обращает на себя внимание тот факт, что расстояние между группами делительных резонансов, которые обычно принято называть подбарьерными делительными резонансами, значительно

превышает расстояние между обычными резонансами радиационного захвата нейтронов. Аналогичные результаты были получены также и для мишеней из ^{237}Np и ^{242}Pu .

Уже сравнительно давно было обращено внимание на существование довольно широких (~ 100 кэв) резонансов, наблюдаемых при делении некоторых ядер нейтронами с энергией, равной нескольким сотням кэв, а также в реакции (d, pf) .

Последняя реакция особенно привлекательна тем, что в

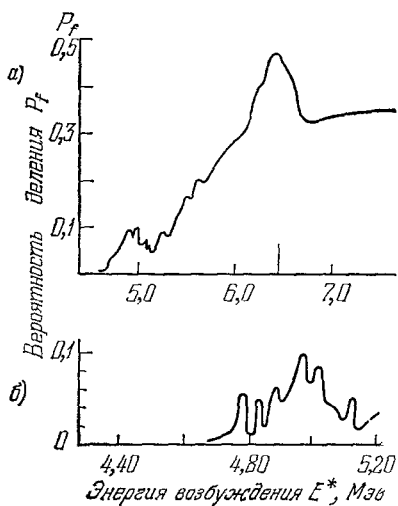


Рис. 11. Подбарьерные делительные резонансы в реакции ^{239}Pu (d, pf).

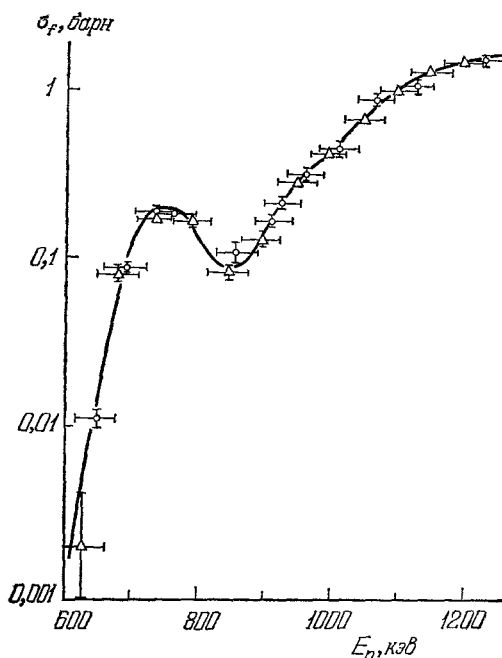


Рис. 12. Сечение реакции ^{230}Th (n, f).

этом случае можно наблюдать деление ядер в широком диапазоне энергии возбуждения, включая и область ниже энергии связи нейтрона. Если фиксировать энергию протона, наблюдаемого в совпадении с актом деления, то можно проследить, как меняется вероятность деления с ростом энергии возбуждения.

В последние годы возрос интерес к изучению широких делительных резонансов. Обнаружение узких подбарьерных делительных резонансов и спонтанно делящихся изомеров наряду с появлением новых представлений о структуре барьера деления стимулировало постановку прецизионных измерений сечений реакций (d, pf) , $(p, p'f)$ и (n, f) .

Что касается реакций (d, pf) и $(p, p'f)$, то наиболее успешно они изучались на электростатических тандем-генераторах ²⁴, ²⁵. Измерение энергии протонов производилось с помощью либо поверхностно-барьерных детекторов ²⁴, либо магнитного спектрометра ²⁵.

В качестве примера на рис. 11 приведены результаты опытов по изучению деления изотопа ^{240}Pu , полученного в реакции ^{239}Pu (d, pf) (по ²⁷ (а) и ²⁸ (б)). Ясно видно появление пика на кривой $P_f(E^*)$ для ^{240}Pu при энергии возбуждения $\sim 4,9$ Мэв. Опыты с магнитным спектрометром показывают, что на самом деле этот пик расщепляется на несколько пиков с расстоянием между ними от 10 до 40 кэв.

Примером резонанса, наблюдаемого при делении ядер нейтронами, может служить пик на кривой ²⁶, изображенной на рис. 12, где представлено сечение реакции ^{230}Th (n, f).

МОДЕЛЬ ЯДЕРНОЙ ИЗОМЕРИИ ФОРМЫ

После открытия спонтанно делящихся изомеров америция было высказано несколько гипотез о природе наблюдаемого явления. Об этих гипотезах было достаточно подробно рассказано в обзоре ²⁷. Общим для большинства этих гипотез было то, что речь шла о существовании в ядрах тяжелых элементов состояний различной природы с высокими спинами ²⁸⁻³¹.

Расчеты Зельдовича ³⁰, Слива и Харитонов ²⁹, Малова, Поликанова и Соловьева ³¹ и Пекера ²⁸ показали, что существуют различные эффекты, которые могут привести к появлению в тяжелых ядрах высокоспиновых изомерных состояний. Не исключено, что некоторые из этих состояний, как говорилось в упомянутых работах, будут характеризоваться повышенной вероятностью спонтанного деления. Например, в случае вихревых изомеров ³⁰ должны возникнуть состояния с очень большим спином ($\sim 40\hbar$). Возможно, что ядра, по-видимому, имеющие в этих состояниях форму сплюснутого эллипсоида вращения, могут испытывать спонтанное деление, совсем иным способом приближаясь к точке разрыва осколков деления, чем это имеет место в изученных до сих пор случаях.

Вопрос о существовании высокоспиновых изомерных состояний различной природы и о спонтанном делении из этих состояний очень интересен, и поиск в этом направлении представляется крайне желательным. Безусловно, наиболее эффективным способом получения таких высокоспиновых состояний должны явиться реакции с тяжелыми ионами.

Как уже говорилось, экспериментальные исследования спонтанно делящихся изомеров привели к выводу о малом спине изомеров и соответственно об изомерии формы ^{4-6, 32}. Этот вывод заставил отдать предпочтение модели изомерии формы, не требующей высокого спина, а именно — модели, развитой в работах Струтинского ⁷.

Следует отметить, что имеющиеся экспериментальные данные не исключают рассмотрения изомерии формы и в рамках модели Урина и Зарецкого ³³, согласно которой разрыв нуклонных пар может вызвать фазовый переход, сопровождаемый резким уменьшением массового коэффициента, определяющего вибрации ядра. Детальный анализ имеющихся экспериментальных данных на основе модели Урина — Зарецкого не проводился.

Работа Струтинского изложена весьма подробно в ряде публикаций ^{34, 35}, и здесь мы ограничимся лишь изложением ее основных выводов, важных для объяснения результатов опыта. В существующей уже много лет модели оболочек всегда было принято говорить о замкнутых оболочках лишь для сферических ядер. Вопрос о проявлении оболочечных эффектов при деформации ядра был впервые поставлен Гейликманом ³⁶. Методика учета оболочечных эффектов, развитая Струтинским, позволила сделать весьма важный вывод о том, что оболочечные поправки к барьеру деления, вычисляемому по капельной модели, могут быть сравнимы с высотой барьера. Говоря о природе оболочечных эффектов, возникающих при деформации ядра, можно сказать, что это и есть результат флуктуации плотности уровней ядра вблизи поверхности Ферми.

Согласно Струтинскому потенциальную энергию ядра можно представить в виде суммы

$$V = V_{LDM} + \delta,$$

где V — потенциальная энергия ядра, V_{LDM} — часть потенциальной энергии ядра, описываемая моделью жидкой капли, а δ описывает оболочечные поправки, сильно зависящие от плотности уровней вблизи поверхности Ферми. Если капельный член меняется плавно от ядра к ядру,

то оболочечные поправки могут изменяться довольно сильно при небольшом изменении числа нуклонов в ядре.

Интересным результатом работы Струтинского является вывод о появлении дополнительного минимума потенциальной энергии ядра в седловой точке (рис. 13). Вывод о существовании дополнительного минимума на барьере деления весьма важен, так как здесь открывается возможность, по крайней мере качественно, объяснить природу спонтанно делящихся изомеров и подбарьерных делительных резонансов^{34, 35}. Действительно, в рамках описываемой модели обсуждаемые изомерные состояния могут рассматриваться как нижние состояния второй потенциальной ямы. В этом случае вероятность спонтанного деления действительно должна быть резко увеличена, потому что, как это видно из рис. 13,

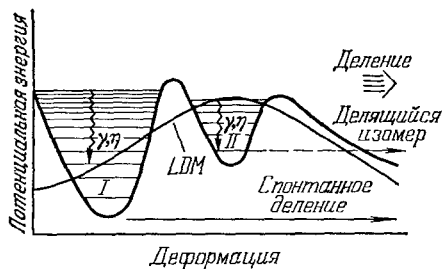


Рис. 13. Барьер деления ядер с учетом оболочечных эффектов.

барьер деления для изомеров значительно меньше, чем для основного состояния. Барьер, разделяющий потенциальные ямы, достаточно высок и может вызвать сильную заторможенность электромагнитных переходов из нижнего состояния второй потенциальной ямы. По существу, мы сталкиваемся здесь практически с такой же ситуацией, которая имеет место для изомеров формы в молекулах.

Совершенно естественное объяснение находят и подбарьерные делительные резонансы. Действительно, существование двух равновесных деформаций ядра позволяет говорить о двух классах состояний ядер, соответствующих разным формам ядер³⁷. Если энергия возбуждения ядра мала по сравнению с высотой внутреннего барьера (см. рис. 13), то будет иметь место довольно сильное смешивание состояний обоих классов. При этом надо иметь в виду, что делительная ширина состояний ядра с большой деформацией будет значительно больше, чем для состояний основной потенциальной ямы. В то же время плотность уровней возбужденного ядра меньше для равновесной деформации в седловой точке, так как часть энергии ядра, равная E_i , уходит на деформацию ядра и соответственно ядро охлаждается.

В рамках такого рассмотрения узкие подбарьерные делительные резонансы возникают в результате смешивания состояний классов I и II (основная и дополнительная потенциальные ямы), причем расстояние между группами делительных резонансов отражает плотность уровней при большой деформации. Смешивание состояний классов I и II имеет место и для ядер, делящихся при захвате тепловых нейтронов с большой вероятностью. Результатом такого смешивания является наблюдаемая модуляция величины сечения деления.

В работе Линна³⁷ проведен детальный анализ данных о делительных резонансах и вычислены как плотность уровней для двух равновесных деформаций, так и положение дна второй ямы.

Некоторые результаты этих вычислений см. в табл. V, где приведены среднее расстояние между уровнями первой \bar{D}_I и второй \bar{D}_{II} потенциальных ям и энергия изомерного уровня E_i .

Широкие делительные резонансы, наблюдаемые в реакциях (d, pf), (n, f) и т. д., объясняются в настоящее время как вибрационные состояния во второй потенциальной яме³⁴. Эти состояния должны характеризоваться очень резким увеличением проницаемости первого потенциа-

Таблица V

Изотоп	$\bar{D}_I, \text{ эв}$	$\bar{D}_{II}, \text{ эв}$	$E_i, \text{ Мэв}$
^{235}U	$12 \left(J^\pi = \frac{1}{2}^+ \right)$	$7 \cdot 10^3$	2,7
^{236}U	$0,5 \left(J^\pi = 3^-4^- \right)$	≥ 260	$> 2,6$
^{238}Np	$0,67 \left(J^\pi = 2^+3^+ \right)$	54	2,2
^{239}Pu	$13 \left(J^\pi = \frac{1}{2}^+ \right)$	10^3	2,1
^{240}Pu	$3 \left(J^\pi = 1^+ \right)$	460	2,4
		$\approx 50 \cdot 10^3$	2,3
	$160 \left(J^\pi = 0^+ \right)$	700	1,9

ного барьера ³⁴. Существование связи между колебаниями и различными состояниями при большой деформации ядра может явиться причиной расщепления резонанса на несколько уровней, и это наблюдалось ²⁵ при проведении прецизионных измерений спектра протонов в реакции $^{239}\text{Pu} (d, p)$. Авторы сделали вывод о том, что в данном случае расстояние между резонансами, по-видимому, соответствует расстоянию между уровнями ядра для второй равновесной деформации. Детальный анализ этих результатов не очень прост, так как необходимо знать спины отдельных резонансов, и мы не будем останавливаться на этом.

Выше говорилось об оценке энергии изомерных состояний по порогам реакций, приводящих к изомерам (стр. 689). Интересно посмотреть, как эти данные согласуются с оценкой энергии изомерных уровней по данным о подбарьерных резонансах. К сожалению, такие сравнения могут сейчас быть сделаны лишь для отдельных изомеров.

Измерение энергии изомера ^{241}Pu по порогу реакции (γ, n) дало значение энергии уровня $\sim 3,0 \text{ Мэв}$ ¹⁵, в то время как из анализа данных о резонансах получается скорее 2,1 Мэв. Проводившиеся ранее оценки энергии по порогу реакции были основаны на использовании статистической теории испарения нейтронов без учета существования второй ямы ⁵.

Недавно в работе Егере ³⁸ был произведен анализ данных о пороговых реакциях в рамках модели двугорбового барьера деления с учетом изменения плотности уровней и делительной ширины во второй потенциальной яме. Результаты этого анализа показывают, что энергии изомерных уровней изотопов америция в среднем оказываются на 1 Мэв ниже, чем это предполагалось ранее, т. е. скорее ближе к 2 Мэв, чем к 3 Мэв. По-видимому, это должно быть справедливо и для изомеров других элементов.

Таким образом, можно считать, что данные об изомерных уровнях, вычисленные по результатам измерений порогов реакций, близки к получаемым при анализе данных о подбарьерных делительных резонансах.

СИСТЕМАТИКА ПЕРИОДОВ СПОНТАННОГО ДЕЛЕНИЯ ИЗОМЕРОВ

В настоящее время синтезировано довольно много делящихся изотопов, и это позволяет проследить некоторые закономерности в изменении периодов спонтанного деления изотопов ¹¹. На рис. 14 показана зависимость периодов спонтанного деления изотопов от числа нейтронов. Глядя на этот рисунок, можно сделать несколько заключений.

Прежде всего, достаточно ясно видно, что вероятность спонтанного деления изомеров сильно различается для ядер с четным и нечетным числом нуклонов. Изомеры изотопов с нечетным числом нейтронов имеют больший период спонтанного деления. Это хорошо видно для изомеров плутония и америция. Второе, что можно заметить, это уменьшение, в среднем, периодов спонтанного деления изомеров при переходе к ядрам с большим атомным номером. Так, например, периоды полураспада нечетных изомеров кюрия примерно в тысячу раз короче, чем у нечетных изомеров плутония с тем же числом нейтронов. Как видно из рис. 14, в случае четно-четных изотопов кюрия не удалось наблюдать интересные нас изомерные состояния. Причина этого скорее всего связана с тем, что

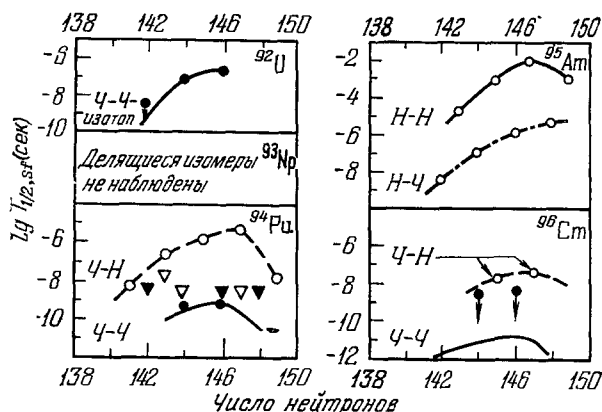


Рис. 14. Зависимость периодов спонтанного деления изомеров от числа нейтронов.

периоды полураспада четно-четных изомеров кюрия слишком малы для того, чтобы наблюдать их с помощью использовавшейся до сих пор методики.

Обращает на себя внимание и тот факт, что не удалось обнаружить спонтанно делящиеся изомеры нептуния и нечетные изомеры урана. Единственное разумное объяснение, которое можно сейчас предложить, состоит в том, что в случае изотопов нептуния и нечетных изотопов урана изомеры формы существуют, однако основ-

ным типом их распада является электромагнитный переход в основную потенциальную яму. Это качественно согласуется с расчетами барьеров деления, проведенными Цангом и Нильссоном³⁹, согласно которым для ядер с $A < 242$ внутренний барьер становится уже.

Как видно из рис. 14, периоды спонтанного деления изомеров америция и нечетных изомеров плутония плавно изменяются от изотопа к изотопу, уменьшаясь при переходе к более легким. Этого, однако, не видно для четно-четных изотопов плутония, где практически периоды спонтанного деления изомеров оказались одинаковыми. Были высказаны предположения, что в случае четно-четных (Ч — Ч) изомеров плутония наблюдаются не только основные состояния во второй потенциальной яме, но и возбужденные (∇ , \blacktriangledown), изомерные по отношению к нижнему состоянию второй ямы^{11, 14}. Например, нельзя исключить появления двухквaziчастичных изомеров во второй потенциальной яме, для которых период спонтанного деления будет увеличен по сравнению с нижним состоянием из-за добавления к барьеру некоторой энергии в результате разрыва пары нуклонов. В некотором смысле структура барьера деления для двухквaziчастичных состояний должна быть

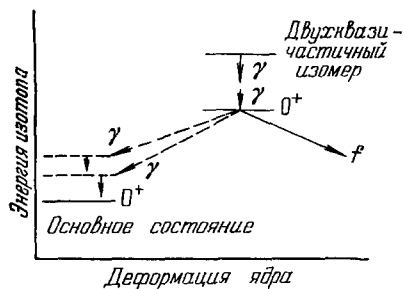


Рис. 15. Распад двухквaziчастичного изомера во второй потенциальной яме.

Таблица VI

Состояние	Элемент	Число нейтронов								
		141	143	145	147	149	151	153	155	157
Основное	Уран Плутоний [†] Кюрий Калифорний Фермий	4·10 ³	10	1,1·10 ⁵				< 10 ⁵	> 5·10 ²	
Изомерное	Плутоний Америций Кюрий		8·10 ³	6·10 ³ > 10	3,5·10 ³ 9·10 ³ > 10	1,5·10 ²			1,5·10 ⁴	3,6·10 ⁵

подобна структуре барьера нечетно-нечетных (Н—Н) ядер. В этом случае может возникнуть ситуация (рис. 15), когда период полураспада изомера будет определяться временем электромагнитного перехода в нижнее основное состояние второй ямы с очень коротким периодом спонтанного деления.

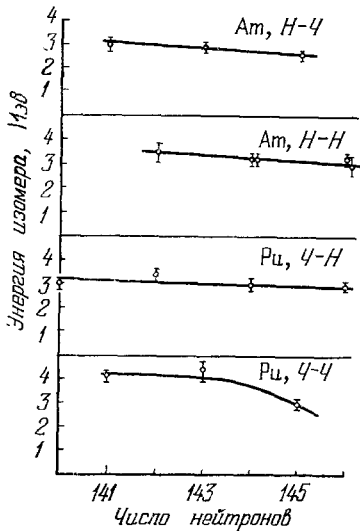


Рис. 16. Зависимость энергии изомерных уровней от числа нейтронов.

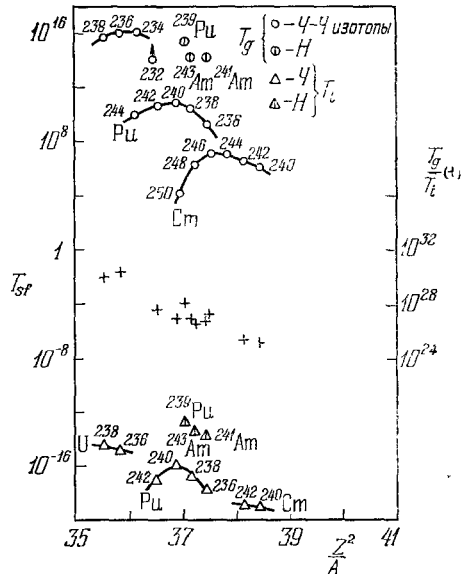


Рис. 17. Периоды спонтанного деления ядер в области U — Cm.

В работе ¹¹ были сделаны оценки периодов спонтанного деления $T_{1/2}$ четно-четных изомеров плутония и кюрия в предположении, что фактор запрета $h = T_{1/2}(Z, N)/T_{1/2}(Z, N - 1)$ для спонтанного деления, оцененный по данным для изомеров америция, имеет примерно такое же значение для изотопов плутония и кюрия с тем же числом нейтронов N . В табл. VI приведены значения h для некоторых изомеров.

По-видимому, единственным четно-четным изомером плутония, соответствующим нижнему состоянию второй потенциальной ямы, является изомер ^{240}Pu с периодом полураспада 4 нсек ¹⁴. Это предположение может показаться вполне разумным, если обратить внимание на то, что энергия изомерного состояния ^{240}Pu примерно на 800 кэв меньше, чем для более легких четно-четных соседей (рис. 16).

Существование двух изомерных состояний одного и того же изотопа имеет место и в случае изотопов с нечетным числом нуклонов. Например, надежно установлено существование двух делящихся изомеров ^{237}Pu с периодом полураспада 900 нсек и 82 нсек^{11, 40}. По-видимому, в этом случае мы имеем дело с двумя состояниями, близкими по энергии, но отличающимися по спину. Вся разница возникает за счет того, что нечетный нуклон находится на разных орбиталях.

Говоря о периодах спонтанного деления изомеров, можно попытаться установить их корреляцию с периодами спонтанного деления тех же самых изотопов в основном состоянии. На рис. 17 представлена зависимость отношения периодов спонтанного деления в основном T_g и изомерном T_i

состояниях от Z^2/A для некоторых изотопов. При построении этого графика были использованы как экспериментальные данные о периодах, так и расчетные данные (для изомеров), взятые из работы¹¹. Видно, что отношение периодов флуктуирует значительно меньше, чем сами периоды. Можно также заметить некоторое уменьшение T_g/T_i при увеличении Z^2/A .

ПОИСКИ НОВЫХ ОБЛАСТЕЙ ДЕЛЯЩИХСЯ ИЗОМЕРОВ

Расчеты оболочечных поправок к барьеру деления^{106, 39} привели к выводу о возможности появления делящихся изомеров в области свинца (рис. 18). В связи с этим были предприняты опыты по поиску в реакциях с тяжелыми ионами короткоживущих спонтанно делящихся изомеров Po, Rn и других элементов.

После первых опытов Радди и др.⁴¹, облучавших золото и другие соседние элементы тяжелыми ионами, был сделан вывод о существовании таких изомеров в области полония и, более того, даже в области редкоземельных элементов. Учитывая, что барьер деления изотопов в области полония и особенно редких земель высок, надо было предполагать очень большую

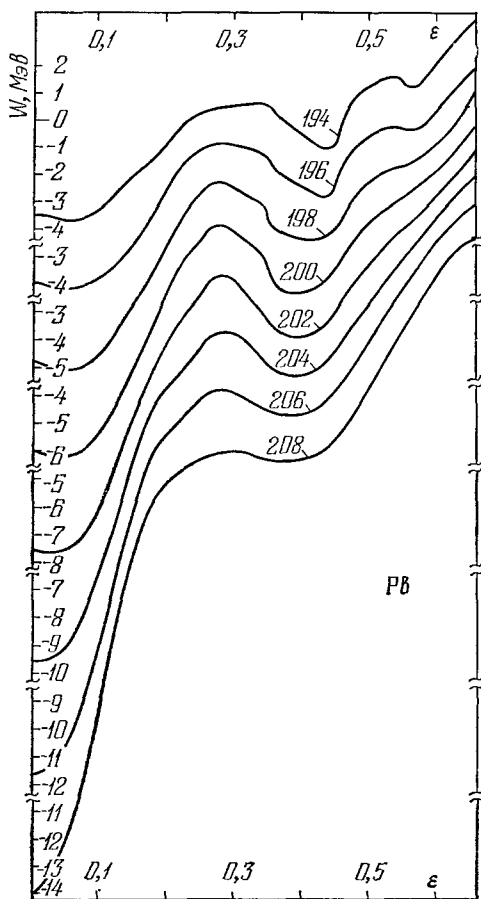


Рис. 18. Потенциальная энергия изотопов свинца.

энергию таких состояний. Факт существования делящихся изомеров полония и редких земель казался столь удивительным, что немедленно были поставлены весьма тщательно проведенные опыты по проверке обнаруженного явления.

Опыты проводились в Дубне⁴² и Беркли⁴³. На рис. 19 показана схема дубненских экспериментов.

Как видно из схемы опытов, ядра изотопов, образуемых при взаимодействии тяжелых ионов с мишенью, получив большой импульс, вылетали

из мишени, и если бы при этом образовывались короткоживущие спонтанно делящиеся изомеры, то на слюдяном детекторе, помещенном в непосредственной близости от мишени, были бы замечены треки осколков деления (на рис. 19 обозначения: 1 — коллиматор, 2 — кассета для мишени, 3 — мишень, 4 — кольцевой слюдяной детектор осколков запаздывающего деления, 5 — слюдяной детектор осколков мгновенного деления, 6 — коллектор ионного тока).

В опытах берклиевской группы практически была такая же геометрия, однако вместо слюдяных детекторов использовались поверхностно-барьерные кремниевые детекторы.

Серии экспериментов, в которых различные мишени облучались

тяжелыми ионами, привели обе группы к одному и тому же выводу, а именно — к выводу об отсутствии спонтанно делящихся изомеров. Во всяком случае можно утверждать, что сечения образования спонтанно делящихся изомеров радона и соседних элементов меньше 10^{-33} см^2 по дубненским данным и меньше 10^{-31} см^2 по данным группы Беркли. В обоих случаях это в сотни и тысячи раз меньше, чем было указано Радди и др. ⁴¹.

Таким образом, данные о существовании делящихся изомеров полония и более легких элементов не подтвердились, и вопрос, существуют ли изомеры формы в этой области ядер, остается открытым.

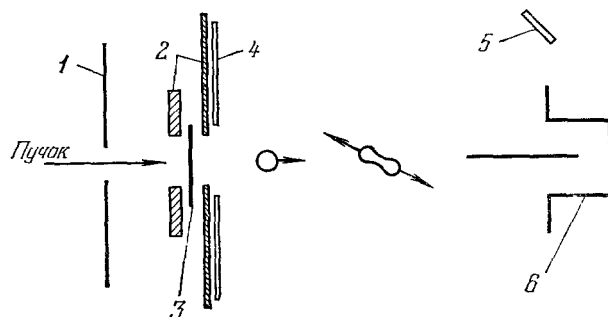


Рис. 19. Схема установки для поиска короткоживущих делящихся изомеров ⁴².

ДАЛЬНЕЙШИЕ ПУТИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ ИЗОМЕРИИ ФОРМЫ АТОМНЫХ ЯДЕР

Говоря о существующей сейчас ситуации, по-видимому, можно сказать, что имеющиеся экспериментальные данные о спонтанно делящихся изомерах и подбарьерных делительных резонансах согласуются с представлением о существовании второй потенциальной ямы при большой деформации ядра.

В то же время надо признать, что мы до сих пор еще не получили прямых экспериментальных доказательств того, что ядра в обсуждаемых изомерных состояниях аномально сильно деформированы. Если допустить существование второй потенциальной ямы на барьере деления, то можно предложить ряд экспериментов, в которых, по-видимому, можно получить некоторую информацию о форме ядер в изомерном состоянии.

Прежде всего очень заманчиво получить информацию об электромагнитных переходах, предшествующих заселению изомерного состояния. Например, было бы очень ценно получить данные о вращательной полосе, построенной на изомерном состоянии. Отсюда можно было бы узнать момент инерции ядра в изомерном состоянии *).

*) Недавно в Мюнхене Н. J. Specht et al., измеряя спектр электронов конверсии в реакции $^{238}\text{U}(\alpha, 2n) ^{238m}\text{Pu}$, получили данные, указывающие на существование ротационной полосы, построенной на изомерном состоянии. Момент инерции для этой полосы примерно вдвое больше обычного.

В настоящее время получены некоторые предварительные данные ⁴⁴ об эмиссии электронов внутренней конверсии при образовании изомера ²³⁶U в реакции ²³⁵U (n, γ) ²³⁶U. Было бы интересно также более детально изучить те изомеры четно-четных изотопов плутония, которые, по-видимому, являются двухквазичастичными изомерами (²³⁶Pu, ²³⁸Pu, ²⁴²Pu).

Если эти изомеры действительно такой природы, то, как обычно для таких изомеров, будут происходить электромагнитные переходы на лежащие ниже члены вращательной полосы. Следовательно, если измерить спектр γ -квантов, испущенных в совпадении с осколками деления изомера, то можно надеяться обнаружить уровни вращательной полосы изомера. По-прежнему необходимо продолжить поиск ветви γ -распада некоторых изомеров. Это в первую очередь относится к изомерам урана и нептуния.

Совершенно новые подходы к проблеме открываются при использовании пучков отрицательных мюонов. Говоря об изучении делящихся изомеров с помощью мюонов, надо вспомнить о процессе безрадиационного захвата мюонов тяжелыми ядрами ⁴⁵. Было установлено, что для наиболее тяжелых элементов переход отрицательного мюона в мезоатоме с орбиты $2P$ на $1S$ в 25% случаев не сопровождается испусканием рентгеновского кванта, а вся энергия перехода $2P \rightarrow 1S$ передается непосредственно ядру с возбуждением его примерно до 6,5 Мэв. Эта энергия достаточна для того, чтобы вызвать деление, и это действительно имеет место, например, для ²³⁸Pu (рис. 20). На рисунке видна экспонента, соответствующая времени

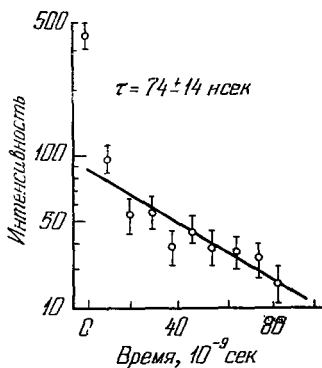


Рис. 20. Временное распределение ⁴⁶ актов деления при остановке отрицательных мюонов в мишени из ²³⁸Pu.

жизни мюона на орбите $1S$, а некоторое превышение числа делений в момент захвата мюона (начало отсчета времени) говорит о безрадиационном делении.

Безрадиационный захват отрицательных мюонов несомненно должен сопровождаться образованием делящихся изомеров подобно тому, как это имеет место при захвате медленных нейтронов. Вероятность этого процесса, наверное, будет также мала, но тем не менее здесь видны пути получения прямой информации о форме ядер, и поэтому изучение распада делящихся изомеров в присутствии отрицательного мюона на орбите $1S$ представляется привлекательным.

На рис. 21 схематически показано, как изменится барьер деления ядра в присутствии мюона. Из-за сильного кулоновского взаимодействия мюона с ядром можно ожидать довольно существенных изменений свойств изомера. Во-первых, несколько увеличится энергия изомерного уровня. В то же время изменится соотношение вероятностей деления и радиационного перехода в первую потенциальную яму. Произойдет изменение периода полураспада изомера формы. Наблюдение эффекта

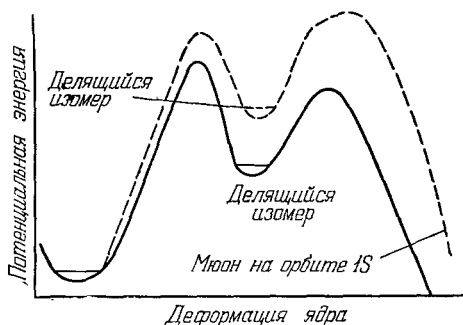


Рис. 21. Изменение барьера деления в присутствии мюона на орбите $1S$.

изменения времени жизни изомера в присутствии мюона могло бы явиться одним из доказательств того, что в случае делящихся изомеров имеет место проявление изомерии формы. И, наконец, говоря о дальнейших исследованиях изомерии формы, хочется заметить, что поиск новой области изомерии формы по-прежнему представляется актуальным.

Если обратиться к рис. 18, где приведены результаты расчетов Пашкевича¹⁰⁶ для изотопов свинца, то станет видно, что даже в случае этого элемента можно ожидать появления изомеров формы с довольно большой энергией возбуждения. Сейчас трудно говорить, будут ли изомерные состояния с энергией возбуждения, превышающей энергию связи нейтрона, достаточно устойчивыми. Если они окажутся достаточно устойчивы, то скорее всего основным типом их распада будет эмиссия запаздывающих нейтронов, α -частиц и γ -квантов, а не деления. Конечно, нельзя исключить и слабую ветвь спонтанного деления.

Объединенный институт ядерных исследований,
Дубна

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. С. М. Поликанов и др., ЖЭТФ 42, 1464 (1962).
2. G. N. Flerov, S. M. Polikanov, Comptes Rendus de Congrès International de Physique Nucléaire (Paris, 1964), vol. 1, P., Centre National de la Recherche Scientifique, 1964, p. 407.
3. A. Fubini et al., Phys. Rev. Lett. 20, 1373 (1968); E. Migneco, J. P. Theobald, Nucl. Phys. A112, 603 (1968).
4. Г. Н. Флёрв, Ю. П. Гангрский, Б. Н. Марков, А. А. Плев, С. М. Поликанов, Х. Юнгклауссен, ЯФ 6, 17 (1967).
5. S. Bjørnholm et al., Nucl. Phys. A95, 513 (1967).
6. G. N. Flerov, A. A. Plev, S. M. Polikanov et al., ibid. A97, 444.
7. V. M. Strutinsky, ibid. A95, 420 (1967); A122, 1 (1968).
8. D. Hill, A. Wheeler, Phys. Rev. 89, 1102 (1953).
9. P. Holzer et al., Nucl. Phys. A138, 241 (1969).
10. В. В. Пашкевич, а) Symposium «Nuclear Structure» (Dubna, 1968), Dubna, JINR, 1968, contribution 94; б) «Оболочки» в ядрах с $Z > 80$. Препринт ОИЯИ Р4-4383, Дубна, 1969.
11. S. M. Polikanov, G. Sletten, Nucl. Phys. A151, 656 (1970).
12. N. L. Lark et al., ibid. A139, 481 (1969).
13. R. Repnov et al., ibid. A147, 183 (1970).
14. R. Vandenbosh, K. L. Wolf, 2nd IAEA Symposium on Physics and Chemistry of Fission, Vienna, IAEA, 1969, p. 449.
15. Ю. П. Гангрский и др., ЯФ 11, 54 (1970).
16. S. C. Burnett et al., Phys. Lett. B31, 523 (1970).
17. J. D. Jackson, Canad J. Phys. 34, 341 (1958).
18. G. N. Flerov, A. A. Plev, S. M. Polikanov et al., Nucl. Phys. A102, 443 (1967); I. Boca, N. Martologu, M. Sezon, I. Vilkov, N. Vilkov, G. N. Flerov, A. A. Plev, S. M. Polikanov, S. P. Tretiakova, ibid. A134, 541 (1969).
19. Ю. П. Гангрский, К. А. Гаврилов, Б. Н. Марков, Нгуен Конг Кхань, С. М. Поликанов, ЯФ 10, 65 (1969).
20. P. Dalhsuren et al., Nucl. Phys. A148, 492 (1970).
21. Т. Надь и др., Исследование реакций радиационного захвата быстрых нейтронов, приводящих к спонтанно делящимся изомерам ^{242}Am и ^{244}Am . Препринт ОИЯИ Р7-5162, Дубна, 1970.
22. A. Y. Elwin, A. T. G. Ferguson, см. ¹⁴, p. 457.
23. I. Boca et al., A Study of the $^{236\text{m}}\text{U}$ -Isomeric Fission through the ^{235}U (n, γ)-Reaction in the Energy Range 0.25—4 Mev. Preprint comitetul pentru energia nucleara institutul de fizica atomica CRD-42-1970, Bucharest, 1970.
24. В. В. Back et al., см. ¹⁴, SM-122/74; H. C. Britt et al., ibid., p. 375.
25. H. Y. Specht et al., ibid., p. 363.
26. П. Е. Воротников, ЯФ 7, 83 (1968).
27. С. М. Поликанов, УФН 94, 43 (1968).
28. Л. К. Пекер, Изв. АН СССР, сер. физ. 28, 298 (1964).
29. Л. А. Слив, Ю. И. Харитонов, ЖЭТФ 46, 811 (1964).

30. Я. Б. Зельдович, Письма ЖЭТФ 4, 78 (1966).
 31. А. Л. Малов, С. М. Поликанов, В. Г. Соловьев, ЯФ 4, 528 (1966).
 32. Г. Н. Флёров, В. А. Друин, сборник «Структура сложных ядер», М., Госатомиздат, 1966, стр. 249.
 33. M. Urin, D. Zaretski, Nucl. Phys. 75, 101 (1966).
 34. V. M. Strutinsky, S. Bjørnholm, см. ^{10a}, p. 431.
 35. V. M. Strutinsky, H. C. Pauli, см. ¹⁴, p. 155.
 36. B. T. Geilikman, Proc. of the Intern. Conference on Nuclear Structure (Kingston, Canada, 1960), Toronto, Univ. of Toronto Press, — Amsterdam, North Holland, 1960, p. 874.
 37. E. Lynn, см. ¹⁴, p. 249.
 38. S. Yâgere, Phys. Lett. B32, 571 (1970).
 39. C. F. Tsang, S. G. Nilsson, Nucl. Phys. A140, 275 (1970).
 40. P. A. Russo et al., Phys. Rev. C3, 1555 (1971).
 41. F. H. Ruddy, Y. M. Alexander, ibid. 187, 1672 (1969).
 42. Г. Н. Флёров и др., Поиски спонтанно делящихся изомеров с наносекундными временами жизни в реакциях с тяжелыми ионами, Препринт ОИЯИ Р-5018, Дубна, 1970.
 43. S. Bjørnholm et al., Nucl. Phys. A156, 561 (1970).
 44. А. Г. Белов и др., ЯФ 14, 605 (1971).
 45. D. F. Zaretsky, V. V. Novikov, Nucl. Phys. 28, 177 (1961).
 46. V. Cojocaru et al., Phys. Lett. 20, 53 (1966).
-