

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна.



Р6 - 4307

Ю.П.Гангрский

ИССЛЕДОВАНИЕ
СВОЙСТВ СПОНТАННО ДЕЛЯЩИХСЯ ИЗОМЕРОВ

Доклад на конференции по делению атомных ядер,
Мелекесс, 25 - 30 ноября 1968 года

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

1969

Р6 - 4307

Ю.П.Гангрский

**ИССЛЕДОВАНИЕ
СВОЙСТВ СПОНТАННО ДЕЛЯЩИХСЯ ИЗОМЕРОВ**

**Доклад на конференции по делению атомных ядер,
Мелекесс, 25-30 ноября 1968 года**

Направлено в Сборник по физике деления

**Научно-техническая
библиотека
ОИЯИ**

В в е д е н и е

Спонтанное деление, открытое в 1940 году Г.Н. Флеровым и К.А.Петр-
жаком /1/, является одним из видов распада тяжелых атомных ядер. Этот
вид распада, очевидно, может иметь место и для изомерных состояний.
Однако доля распада по этому каналу для уровней, живущих значительно
меньше основного состояния, будет на много порядков меньше доли рас-
пада α - , β - и γ -переходов. Действительно, если энергия изомер-
ного состояния не превышает 200 кэв, то рост вероятности спонтанного
деления невелик (известно, что вероятность деления растет в 10 раз при
увеличении энергии возбуждения на 120-150 кэв). Изомерные уровни с
энергией, выше 1 Мэв, имеют, как правило, большой спин. Из-за сохра-
нения спина в процессе деления порог деления для таких уровней будет
повышен, и вероятность спонтанного деления не вырастет значительно.
Такое повышение порога было обнаружено для изомерного состояния ^{244}Cm
с энергией 1,04 Мэв /2/. Таким образом, можно предполагать, что обы-
чные изомерные состояния в ядрах с $Z < 100$ не должны быть связаны с
малыми временами по отношению к спонтанному делению.

Однако открытие в 1962 году в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ
изомера ^{242}Am /3/, а вслед за ним и других изомеров показало, что
существуют такие изомерные состояния, для которых вероятность спон-
танного деления увеличена по крайней мере в 10^{20} раз.

Распространенность и времена жизни спонтанно делящихся изомеров

В настоящее время идентифицировано уже около двух десятков спонтанно делящихся изомеров от ^{236}U до ^{246}Cf с временами жизни от 10 нсек до 14 мсек. Периоды полураспада этих изомеров, а также основных состояний ядер представлены на рис. 1 в зависимости от параметра Z^2/A . Необходимо, однако, отметить, что для изомерных состояний известны лишь полные времена жизни, и при наличии других путей разрядки этих состояний парциальные времена жизни по отношению к делению будут больше полных. Из экспериментальных данных по верхним пределам для вероятностей γ - переходов с изомерных состояний и по сечениям образования этих состояний можно сделать вывод, что отношение парциальных и полных времен жизни может достигать двух порядков.

Из рис. 1 видно, что большинство спонтанно делящихся изомеров имеет времена жизни в диапазоне $10^{-9} - 10^{-8}$ сек. Обращает на себя внимание тот факт, что в случае изомерных состояний зависимость времени жизни от Z^2/A значительно слабее, чем у основных состояний. Так, периоды полураспада изомерных состояний ^{238}U и ^{246}Cf практически одни и те же, в то время как у основных состояний они различаются в 10^{13} раз.

На рис. 1 не представлены изотопы, испытывающее запаздывающее деление - ^{228}Np ($T_{1/2} = 1,0$ мин), ^{232}Am (1,4 мин), ^{234}Am (2,6 мин). Возможно, что в данном случае происходит спонтанное деление из изомерного состояния, однако возможно и другое происхождение осколков деления. В данных ядрах энергия β - распада близка к порогу деления дочерних ядер, поэтому небольшая доля К - захвата может происходить на высоколежащие уровни, имеющие заметную делительную ширину. Периоды полураспада основных состояний указанных ядер неизвестны, но, согласно систематике, они должны составлять несколько минут.

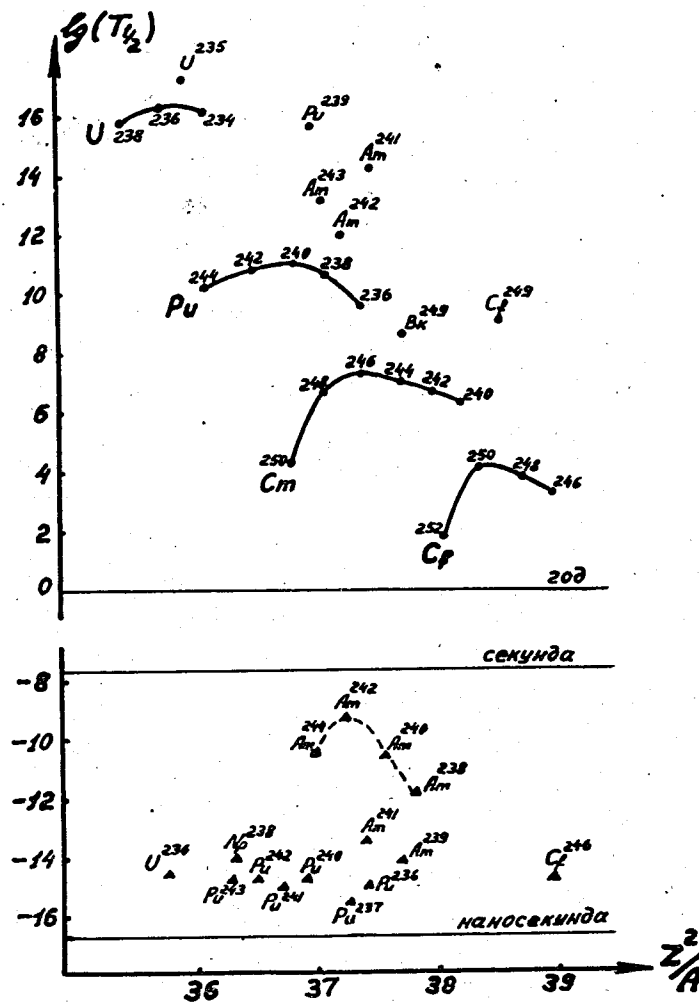


Рис. 1. Зависимость периодов полураспада по отношению к спонтанному делению от параметра Z^2/A . (Z - заряд, A - массовое число ядра). ● - основное состояние, ▲ - изомерное состояние.

Распад спонтанно делящихся изомерных состояний

Сведения о свойствах изомерных уровней обычно получают при исследовании γ -лучей, конверсионных электронов или α -частиц от этих состояний. Однако поиски этих видов излучений при распаде спонтанно делящегося изомера ^{242}Am оказались безуспешными. Было показано, что число α -частиц менее $0,01$ /4/, а γ -лучей с энергией ~ 3 Мэв - менее 10 /5/ на один акт деления.

Спектр осколков деления при распаде спонтанно делящегося изомера ^{242}Am представлен на рис. 2 /6/. Для сравнения показан спектр осколков возбужденного ядра ^{242}Am , полученного в реакции $^{240}\text{Pu} + d$ (при энергии дейтронов 11,4 Мэв). Кинетическая энергия осколков деления практически одинакова в обоих случаях и соответствует ожидаемой из эмпирической зависимости энергии от параметра Z^2/A . В спектре осколков изомера обращает на себя внимание большой выход симметричного деления. Отношение числа осколков в пике и между пиками мало отличается в случае изомера и возбужденного до энергии 19,2 Мэв ядра ^{242}Am , хотя известно, что это отношение сильно зависит от энергии возбуждения.

Поскольку спонтанное деление не позволяет судить о таких свойствах изомерного уровня как энергия, спин, нуклонная конфигурация, то единственным источником сведений являются ядерные реакции, приводящие к этим состояниям.

Результаты исследований ядерных реакций, приводящих к спонтанно делящимся изомерам

Сведения об энергии изомерных уровней можно получить из сравнения порогов реакций, приводящих к основному и изомерному состояниям. На рис. 3 представлена функция возбуждения реакции $^{241}\text{Pu}(p,2n)^{240}\text{Am}$ /7/. Форма кривой описывается выражением, полученным из статистической теории ядерных реакций,

$$\frac{\sigma_1}{\sigma_t} \approx 1 - \left(1 + \frac{\Delta E}{T}\right) e^{-\frac{\Delta E}{T}}$$

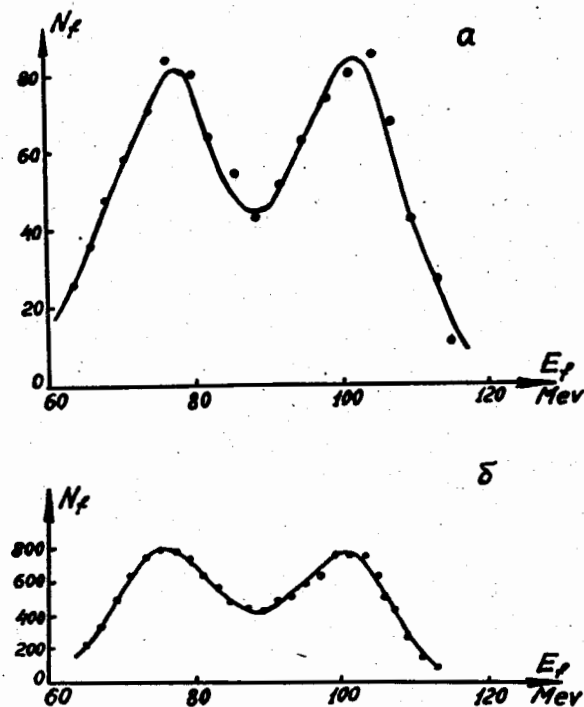


Рис. 2. Спектр осколков деления ядра ^{242}Am . N_f - число осколков, E_f - энергия осколков, а - изомерное состояние ^{242}Am , б - возбужденное ядро ^{242}Am , полученное в реакции $^{240}\text{Pu} + d$ (энергия фотозвозбуждения 19,2 Мэв).

где ΔE - энергия возбуждения, отсчитываемая от порога реакции, T - температура составного ядра. На рис. 3 показана также расчетная функция возбуждения реакции, приводящей к основному состоянию ^{240}Am (порог этой реакции известен). В расчетах принималось значение $T=1,35$ Мэв. Разница порогов, очевидно, представляет энергию изомерного состояния $-3,15 \pm 0,25$ Мэв. В принципе не исключено, что энергия изомерного уровня меньше этой величины, и он заселяется только в результате γ -переходов с промежуточного уровня (измеренный порог соответствует этому уровню). Однако это маловероятно, так как в составном ядре энергия возбуждения распределяется между всеми степенями свободы, поэтому проявляются уровни всевозможной природы. Кроме того, сечение реакции в широких пределах (3 порядка) не обнаруживает каких-либо аномалий в своем поведении вблизи порога. В таблице 1 представлены энергии изомерных состояний ряда ядер, измеренные указанным выше способом. Во всех случаях энергия достаточно высока (~ 3 Мэв).

Спин изомерного уровня можно оценить, измеряя зависимость изомерного отношения от вносимого в ядро орбитального момента. В таблице 2 представлены изомерные отношения для целого ряда реакций, приводящих к основному и изомерному состояниям ^{242}Am , с различными бомбардирующими частицами. Из таблицы видно, что изомерные отношения можно разделить на две группы. В реакциях, протекающих через образование составного ядра, изомерные отношения близки к величине $4 \cdot 10^{-4}$ несмотря на то, что средний вносимый в ядро момент меняется от 0,5 (нейтроны с энергией 1 Мэв) до 15 (ионы ^{11}B с энергией 60 Мэв). В реакциях прямого взаимодействия и радиационного захвата тепловых нейтронов изомерные отношения значительно меньше и разные для различных реакций. Хорошо известно, что изомерное отношение растет с увеличением вносимого в ядро момента, если спин изомерного уровня выше спина основного состояния. Постоянное значение изомерного отношения указывает, по-видимому, на малое различие спинов основного и изомерного состояний. В этом случае становится непонятной причина запрета (не менее 10^{10}) для γ -переходов с изомерного уровня.

Необходимо, однако, отметить, что указанная выше зависимость изомерного отношения от вносимого в ядро момента имеет место для обыч-

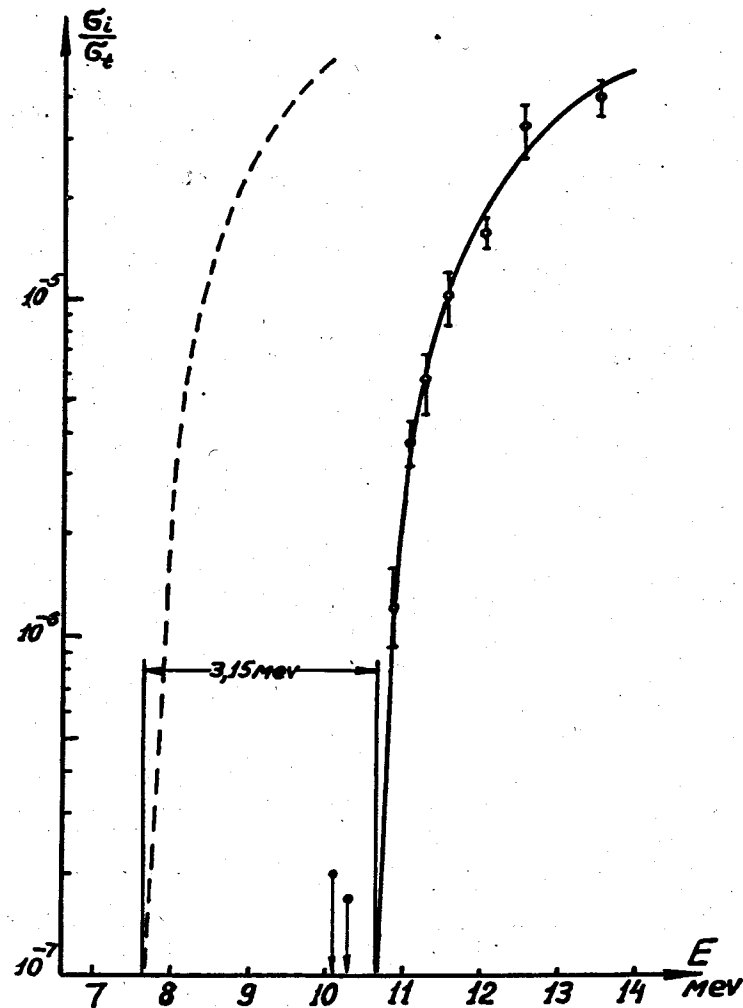


Рис. 3. Функция возбуждения реакции $^{241}\text{Pn}(p,2n)^{240}\text{Am}$. $\frac{\sigma_i}{\sigma_t}$ - отношение сечения реакции к полному сечению, E - энергия протонов, \circ - для изомерного состояния ^{240}Am , - - - для основного состояния ^{240}Am .

Таблица 1
Энергия изомерных состояний

Изомер	Период полу-распада	Энергия уровня	Исследуемая реакция
^{238}Am	60 мксек	3-4 Мэв	$^{239}\text{Pu} (p, 2n) /8/$
^{239}Am	0,15 мксек	~2,9 Мэв	$^{240}\text{Pu} (p, 2n) /9/$
^{240}Am	0,9 мсек	3,15+0,25 Мэв	$^{241}\text{Pu} (p, 2n) /7/$
^{241}Am	1,5 мксек	~2,5 Мэв	$^{242}\text{Pu} (p, 2n) /9/$
^{242}Am	14 мсек	2,9+0,4 Мэв	$^{243}\text{Am} (n, 2n) /10/$
^{246}Cf	0,05 мксек	2,5+0,5 Мэв	$^{238}\text{U} (^{12}\text{C}, 4n) /11/$

Таблица 2

Изомерные отношения в реакциях, приводящих к образованию ^{242}Am

Реакция	Энергия частиц (Мэв)	Средний вносимый момент (h)	Изомерное отношение
$^{242}\text{Pu} (p, n)$	9,8	1,5	$(2,2+0,8) \cdot 10^{-4} /13/$
$^{242}\text{Pu} (d, 2n)$	12,1	3,5	$(4,0+0,8) \cdot 10^{-4} /14/$
$^{243}\text{Am} (n, 2n)$	14,7	6,0	$\approx 4 \cdot 10^{-4} /15/$
$^{238}\text{U} (^{11}\text{B}, \alpha 4n)$	60	15	$(4,3+1,5) \cdot 10^{-4} /16/$
$^{241}\text{Am} (n, \gamma)$	1,0	0,5	$\approx 2 \cdot 10^{-4} /17/$
$^{241}\text{Am} (n, \gamma)$	0,025 эв	0	$(1,5+0,7) \cdot 10^{-7} /18/$
$^{241}\text{Am} (d, p)$	13,0		$\approx 10^{-5} /19/$
$^{243}\text{Am} (d, t)$	13,0		$< 3 \cdot 10^{-7} /19/$
$^{243}\text{Am} (^{22}\text{Ne}, ^{23}\text{Ne})$	127		$(3 + 1,5) \cdot 10^{-5} /20/$
$^{241}\text{Am} (^{22}\text{Ne}, ^{21}\text{Ne})$	127		$< 2 \cdot 10^{-8} /20/$

ных изомеров, когда заселение изомерного или основного состояний определяется только правилами отбора по спине или его проекции на ось симметрии ядра. Наличие добавочных запретов или усиления для переходов на изомерный уровень, естественно, исказит как изомерное отношение, так и зависимость его от вносимого в ядро момента. Например, в случае четырехквaziчастичных изомеров ^{114}Jn и ^{116}Jn ($I=8^-$) наблюдалось аномально высокое изомерное отношение при радиационном захвате тепловых нейтронов /12/, что, по-видимому, связано с ускорением γ -переходов между уровнями мультиплета, сформированного при разрыве пары нуклонов.

Малое значение изомерного отношения в прямых реакциях (таблица 2), по-видимому, объясняется низкой энергией возбуждения ядра, а также запретом для γ -переходов с уровней, которые проявляются в этих реакциях, на изомерное состояние. Для более детального выяснения влияния энергии возбуждения на вероятность образования изомерного состояния была исследована функция возбуждения реакции радиационного захвата нейтронов, приводящей к спонтанно делящемуся изомеру ^{242}Am /17/.

Исследование функции возбуждения реакции $^{241}\text{Am}(n, \gamma) ^{242m1}\text{Am}$

Измеренная функция возбуждения реакции $^{241}\text{Am}(n, \gamma) ^{242m1}\text{Am}$ имеет необычный вид (рис. 4) - наблюдается рост сечения от 0,3 до 1,0 Мэв, в то время как обычно сечение радиационного захвата нейтронов падает с ростом энергии. Этот спад сечения связан с конкуренцией со стороны деления и испарения нейтронов и может объяснить ход сечения образования изомера ^{242}Am при энергиях выше 1,0 Мэв. При энергиях ниже 1,0 Мэв функция возбуждения реакции $^{241}\text{Am}(n, \gamma) ^{242m1}\text{Am}$ очень похожа на зависимость от энергии сечения деления ядра ^{241}Am нейтронами. Максимум сечения реакции образования изомера ^{242}Am совпадает с порогом деления ядра ^{242}Am , а отношение сечений этих процессов составляет $\approx 10^{-5}$.

Корреляция сечений деления и образования изомера имеет место и при малых энергиях нейтронов. Из рис. 4 видно, что сечение деления растет с уменьшением энергии нейтронов ниже 50 кэв и при тепловых энер-

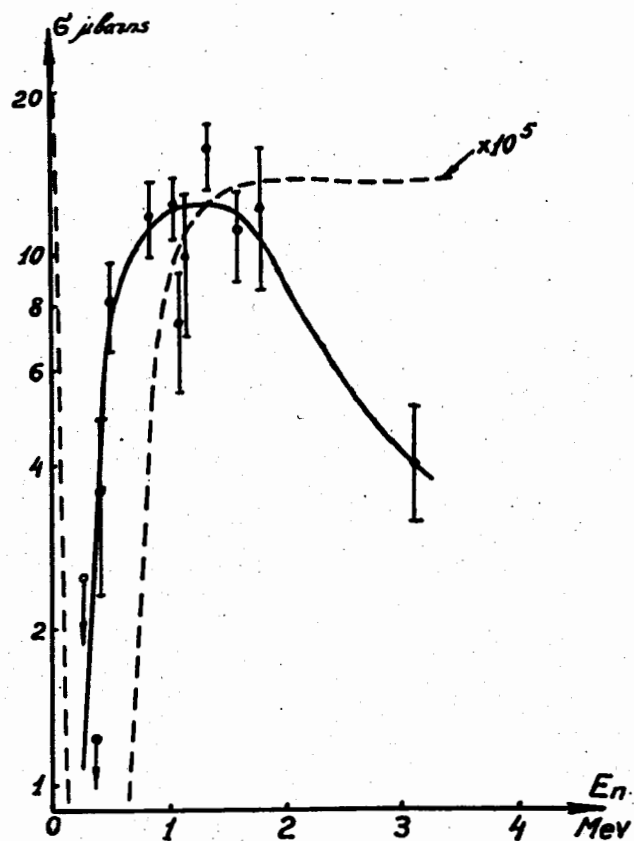


Рис. 4. Функция возбуждения реакции $^{241}\text{Am}(n, \gamma)^{242m}\text{Am}$. Функция возбуждения реакции $^{241}\text{Am}(n, f)$ (----), σ - сечение реакции, E_n - энергия нейтронов.

гиях достигает 3 барн. Измерения с тепловыми нейтронами показали, что изомер ^{242}Am образуется и в этом случае с сечением $(1,0 \pm 0,5) \cdot 10^{-28} \text{ см}^2 / 187$. Отношение сечений образования изомера и деления $(3 \pm 1,5) \cdot 10^{-5}$, т.е. практически то же, что и при энергиях нейтронов 1 Мэв. В то же время изомерное отношение растет в 1000 раз в этом диапазоне энергий.

Из исследования реакции $^{241}\text{Am}(n, \gamma)^{242m}\text{Am}$ можно заключить, что для образования изомерного состояния необходима энергия возбуждения не менее 6 Мэв, хотя энергия изомерного уровня всего $2,9 \pm 0,4$ Мэв (таблица 1). По-видимому, имеется некий барьер, отделяющий уровни, связанные с изомерными состоянием, от основной массы уровней. Корреляция сечений деления и образования изомера указывает, возможно, на то, что этот барьер связан с барьером деления ядра ^{242}Am .

Изомерия формы как возможное объяснение природы спонтанно делящихся изомеров

Отмеченные выше свойства спонтанно делящихся изомеров нельзя объяснить, если причиной изомерии является разница спинов или их проекций на ось симметрии ядра или запрет по асимптотическим квантовым числам. По-видимому, спонтанно делящиеся изомеры являются новым видом изомерных состояний. Г.Н. Флеров и О. Бор [21] указали, что, возможно, в данном случае ядро находится в состоянии с необычно большой равновесной деформацией. Расчеты В.М. Струтинского, в которых были учтены оболочечные поправки к капельному барьеру деления, показали, что реальный барьер имеет форму двугорбой кривой [22] (рис. 5). Первый, более глубокий минимум при меньшей деформации связан с основным состоянием ядра, а второй при деформации в 2-2,5 раза большей - с изомерным. Причиной изомерии и запрета для γ -переходов является большая разница деформаций и потенциальный барьер, разделяющий основное и изомерное состояния (изомерия формы). Естественно, что такие изомерные состояния, имеющие более узкий барьер деления и большую энергию возбуждения, будут характеризоваться очень малыми временами жизни по отношению к спонтанному делению. Можно также объяснить и

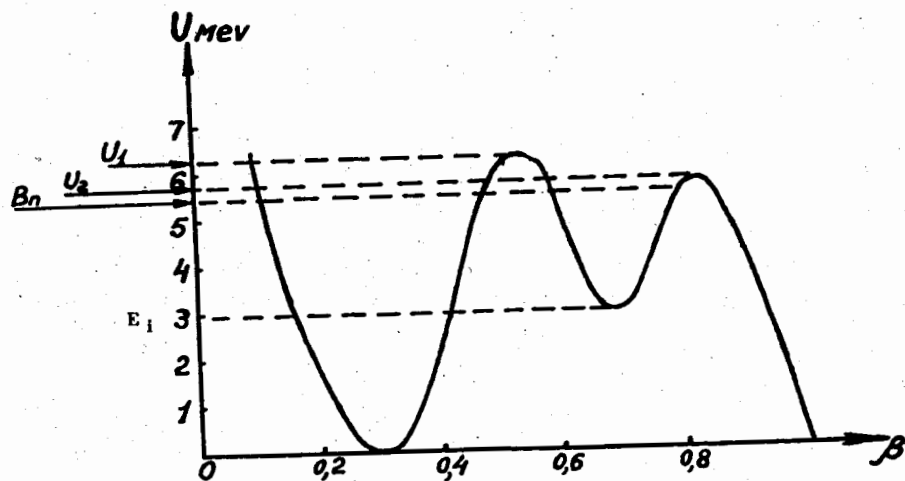


Рис. 5. Зависимость потенциальной энергии от деформации ядра. U - потенциальная энергия, β - деформация, U_1 - первый барьер (барьер деления), U_2 - второй барьер, V_n - энергия связи нейтрона, E_1 - энергия изомерного уровня.

наблюдаемые особенности образования изомерного состояния в ядерных реакциях.

1) Изомерное отношение в реакциях, протекающих через образование составного ядра, равно отношению плотностей уровней в первом и втором минимумах. Если распределение уровней по спину одинаково в обоих минимумах, то изомерное отношение не зависит от вносимого в ядро момента /23/.

2) Малое значение изомерного отношения в прямых реакциях объясняется тем, что к изомерному уровню приводят лишь состояния выше барьера, разделяющего первый и второй минимумы. Вероятность возбуждения таких состояний в прямых реакциях, как правило, мала, и, кроме того, ядро в этих состояниях, в основном, испытывает деление или испускание нейтронов.

3) Этот же барьер, разделяющий первый и второй минимумы, объясняет и форму функции возбуждения реакции $^{241}\text{Am}(n, \gamma)^{242\text{m}}\text{Am}$. Корреляция сечений деления и образования изомера, по-видимому, связана с тем, что в обоих случаях преодолевается один и тот же барьер. Второй барьер ниже первого и определяет вероятность образования ядра в изомерном состоянии.

Таким образом, гипотеза об изомерии формы качественно объясняет описанные выше свойства спонтанно делящихся изомеров. Измерение деформации ядра в изомерном состоянии, очевидно, будет служить прямым доказательством этой гипотезы.

Необходимо отметить, что в настоящее время двугорбая форма барьера объясняет ряд особенностей процесса деления - модуляцию делительных резонансов при захвате нейтронов некоторыми ядрами (^{240}Pu /24/, ^{237}Np /25/), а также связь между сечением фотоделения и угловым распределением при фотоделении четно-четных ядер.

Л и т е р а т у р а

1. К.А. Петржак, Г.Н. Флеров. ЖЭТФ 10, 1013 (1940).
2. R.Vandenbosh, P.R.Fields, S.E.Vandenbosh, D.Metta. J.Inorg. Nucl. Chem., 26, 219 (1964).

3. 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).
4. R.B.Leachman, B.H.Erkila-Bull. Am.Phys.Soc., 10, 1204 (1965).
5. Y.Kantele. Частное сообщение.
6. B.H.Erkila, R.B.Leachman. Nucl. Phys., A108, 689 (1968).
7. S.Bjornholm, J.Borggreen, L.Westgaard, W.A.Karnaukhov. Nucl. Phys., A95, 513 (1967).
8. J.Borggreen, Y.P.Gangrsky, G.Sletten, S.Bjornholm. Phys. Lett., 25B, 402 (1967).
9. N.Lark . Частное сообщение.
10. G.N.Flerov, A.A.Pleve, S.M.Polikanov, S.P.Tretiakova, N.Martalogu, D.Poenaru, M.Sezon, J.Vilkov, N.Vilkov. Nucl. Phys., A97, 444(1967).
11. Ю.П. Гангрский, Б.Н. Марков, С.М. Поликанов, И.Ф. Харисов, Х. Юнгклауссен. Изв. АН СССР, сер. физич. XXXII , 1644 (1968).
12. G.N.Flerov, N.M.Martalogu, A.A.Pleve, S.M.Polikanov, D.Poenaru, N.Vilkov. Rev. Roum. de Phys., 12, 109 (1967).
13. G.N.Flerov, N.Martalogu, A.A.Pleve, S.M.Polikanov, D.Poenaru, N.Vilkov. Rev. Roum. de Phys., 12, 109 (1967).
14. G.N.Flerov, A.A.Pleve, S.M.Polikanov, E.Ivanov, N.Martalogu, D.Poenaru, N.Vilkov. Physics and Chemistry of Fission, v.1,307(1965).
14. A.F.Linev, B.N.Markov, A.A.Pleve, S.M.Polikanov. Nucl. Phys., 63, 173 (1965).
16. Ю.П. Гангрский, Б.Н. Марков, С.М. Поликанов, Х. Юнгклауссен. ЯФ, 5, 22 (1966).
17. 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).
18. Ю.П. Гангрский, К.А. Гаврилов, Б.Н. Марков, Нгуен Конг Кхань, С.М. Поликанов. Препринт ОИЯИ Д7-4154 (1968).
19. С. Бьернхольм, И. Борггрин, Ю.П. Гангрский, Г. Слеттен. ЯФ, 8, 459 (1968).
20. Ю.П. Гангрский, Б.А. Гвоздев, Б.Н. Марков, С.М. Поликанов, Х. Юнгклауссен. ЯФ, 5, 535 (1966).

21. Г.Н. Флеров, В.А. Друин. Препринт ОИЯИ Р-2539, Дубна, 1966.
22. V.M.Strutinsky. Nucl. Phys., A95, 420 (1967).
23. Х. Юнгклауссен. ЯФ 7, 83 (1968).
24. E.Migneco, J.P.Theobald. Nucl. Phys., A112, 602 (1968).
25. A.Fabini, J.Blons, A.Michaudon, D.Paya. Phys. Lett., 20, 1373 (1968).

Рукопись поступила в издательский отдел
5 февраля 1969 года.