

Г-19

1738/2-77

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



10/5 77

P6 - 10455

Ю.П.Гангрский

ОБРАЗОВАНИЕ ИЗОМЕРОВ ФОРМЫ
В ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ И ПРИ β -РАСПАДЕ

1977

P6 - 10455

Ю.П.Гангрский

ОБРАЗОВАНИЕ ИЗОМЕРОВ ФОРМЫ
В ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ И ПРИ β -РАСПАДЕ

Направлено в "Известия АН СССР" /сер. физ./

Образование изомеров формы в ядерных реакциях
и при β -распаде

Обсуждаются закономерности образования изомеров формы (спонтанно делящихся изомеров) в ядерных реакциях и при β -распаде. Из измеренных на опыте вероятностей образования изомеров получены значения факторов запрета для переходов, связанных с изменением формы ядра. Анализируется зависимость факторов запрета от массы и заряда ядра, энергии возбуждения, природы уровней.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

Production of the Shape Isomers in Nuclear
Reactions and at β -Decay

The regularities of the production of shape isomers (spontaneously fissioning isomers) in nuclear reactions and at β -decay are discussed. From the experimentally measured probabilities of the isomer production there were obtained the values for the hindrance factors for transitions connected with the change of the nucleus shape. The dependence of the hindrance factors on the nucleus mass and charge, on the excitation energy and the level nature is analysed.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 1977

В целом ряде ядер, форма которых близка к сферической, наблюдаются ротационные полосы, т.е. системы уровней, связанные с большой деформацией. Это означает, что в ядре может иметь место сосуществование двух форм, с каждой из которых связана своя система уровней. Переходы между уровнями разных систем будут сопровождаться изменением формы ядра и поэтому могут быть задержаны. В некоторых ядрах измерены квадрупольные моменты ряда уровней обеих систем, а также приведенные вероятности переходов между уровнями разных систем. Это позволяет получить конкретные значения факторов запрета для различных изменений деформации ядра.

Такие случаи представлены в табл. 1. Указаны энер-

Таблица 1
Запреты для радиационных переходов между состояниями с различной деформацией

Ядро	E^* кэВ	J^{π}	Q_0 е-барн	β	$E\lambda$	$\frac{B(E\lambda)}{B(E\lambda)_{сфм}}$
^{42}Ca	1520	2^+	0,66 (τ) /20/	0,20	E2	10 /20/
	1840	0^+	1,28 (τ) /20/	0,38		
^{44}Sc	0	2^+	0,34 (a) /1/	0,12	E1	$3 \cdot 10^{-6}$ /21/
	68	1^-	0,80 (τ) /21/	0,28		
^{45}Ti	0	$7/2^-$	0,04 (a) /1/	~ 0	E1	$5 \cdot 10^{-6}$ /22/
	744	$5/2^+$	1,17 (τ) /22/	0,33		
^{74}Se	335	2^+	1,05 (τ) /23/	0,16	E2	14 /25/
	854	0^+	1,08 (τ) /24/	0,28		
^{115}In	0	$9/2^+$	1,5 (a) /1/	0,12	E2	1 /27/
	941	$5/2^+$	2,6 (τ) /26/	0,22		

a - метод атомных пучков

г - эффект реориентации при кулоновском возбуждении

г - измерение времен жизни уровней ротационной полосы.

гии уровней, их спины и четности, значения квадрупольных моментов /в скобках указан способ измерения/ и параметров деформации, а также отношение приведенной вероятности перехода к одночастичной. Из табл. 1 видно, что несмотря на заметную разницу деформаций / $\Delta\beta = 0,1 - 0,3$ / запрет для радиационных переходов практически отсутствует /значения $B(E2)$ составляют несколько одночастичных, а значения $B(E1)$ такие же, как для переходов между нижними состояниями ядер/. Это означает сильное перекрытие волновых функций уровней обеих систем.

В тяжелых ядрах / $Z \geq 92$ / имеются изомерные состояния, основным способом распада которых является спонтанное деление /спонтанно делящиеся изомеры /^{2/}/. Ряд свойств этих состояний указывает на то, что в данном случае наблюдается изомерия формы. Потенциальная поверхность в таких ядрах имеет второй, достаточно глубокий минимум при повышенной деформации /^{3/}/ рис. 1/.

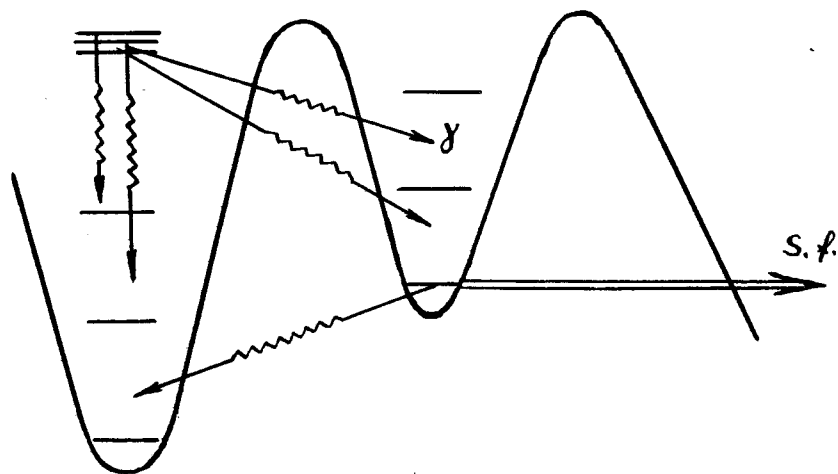


Рис. 1. Схематическое изображение барьера деления и переходов между уровнями различных потенциальных ям.

В этом минимуме есть целая система уровней, нижний из которых является изомерным. Недавние измерения

квадрупольных моментов изомерных состояний в ядрах $^{236}\text{Pu} / Q_{is}^0 = 37 \pm 14 \text{ барн} /^{14/}$ и $^{239}\text{Pu} / Q_{is}^0 = 34-39 \text{ барн} /^{15/}$ показали, что эти величины в 3 раза выше, чем для основных состояний /например, для $^{239}\text{Pu} Q_{is}^0 = 11,0 \text{ барн} /^{11/}$, что соответствует параметру деформации $\beta = 0,8$ ядра в изомерном состоянии /по сравнению с $\beta = 0,26$ для основного состояния/.

Измеренные интенсивности ветвей γ -излучения /или их верхние границы/ с изомерного уровня $(w_\gamma / w_f)^{1/6,7/}$ позволяют определить времена жизни для радиационных переходов и отсюда получить значения факторов запрета /табл. 2/. Хотя сами радиационные переходы в большинстве случаев не наблюдались, большое число уровней ниже изомерного состояния с различными значениями спина и четности открывает возможности для переходов разной мультипольности. Из табл. 2 можно видеть, что

Таблица 2

Запреты для радиационных переходов, связанных с разрядкой изомеров формы

Изомер	Е МэВ	$T_{1/2}$ с	$\frac{w_\gamma}{w_f}$	$\frac{B(E2)}{B(E2)_{одн}}$
^{238}U	2,5	$3 \cdot 10^{-7}$	$10^{6,7/}$	10^{-6}
^{237}Np	2,4	$4 \cdot 10^{-8}$	$1000^{19/}$	10^{-5}
^{241}Pu	2,5	$2,7 \cdot 10^{-5}$	$< 1^{6/}$	$< 10^{-8}$
^{240}Am	2,7	$9 \cdot 10^{-4}$	$< 1^{6/}$	$< 10^{-10}$

в противоположность ядрам, приведенным в табл. 1, в данном случае радиационные переходы характеризуются большим запретом /например, для $E2$ -переходов он составляет $10^5 - 10^{10}$ /. Это может означать, что из-за большой разницы деформаций / $\Delta\beta = 0,5$ / и наличия высокого потенциального барьера, разделяющего основное и изомерное состояния, перекрытие волновых функций очень слабое.

Представляет большой интерес исследовать влияние на величину этого запрета различных факторов - природы уровней, энергии возбуждения, высоты и ширины потен-

циального барьера. Здесь можно выделить два пути исследований:

1. Радиационные переходы с изомерного уровня на различные возбужденные состояния. Исследование этих переходов представляет большие трудности из-за интенсивного фонового γ -излучения из осколков деления. Поэтому несмотря на сравнительно большое число экспериментов, удалось идентифицировать лишь два γ -перехода с изомерного уровня /с энергиями 2514 и 1879 кэВ /^{6/}.

2. Радиационные переходы с различных возбужденных состояний на изомерный или какой-либо другой уровень второй потенциальной ямы. Этот путь открывает большие возможности, т.к. здесь начальное состояние задается /по энергии бомбардирующей или испускаемой в реакции частицы/, а о наличии радиационных переходов на изомерный уровень можно судить по его распаду, т.е. по делению. Регистрация осколков деления значительно повышает чувствительность измерений. Такой подход позволяет, не наблюдая самих радиационных переходов, судить о степени их запрета. При этом, однако, можно говорить лишь о среднем запрете для всех γ -переходов между начальным и изомерным состояниями.

В этом случае процесс заселения изомерного состояния рассматривается как статистический и вероятность образования изомера определяется выражением:

$$P_{is} = \frac{E_{is} \int_0^{E_0} (E_0 - E)^3 \rho(E - E_{is}) dE}{\int_0^{E_0} (E_0 - E)^3 \rho(E) dE}, \quad /1/$$

где E_{is} и E_0 - энергии изомерного и начального состояний, $\rho(E)$ и $\rho(E - E_{is})$ - плотности уровней при энергии возбуждения E , отсчитываемой соответственно от основного и изомерного состояний. Выражение /1/ основано на том, что из начального состояния имеют место только дипольные γ -переходы, и заселение любого из уровней второго минимума приводит к изомеру формы. При таком рассмотрении фактор запрета определяется как отношение вероятностей образования изомера формы, измеренной на опыте и рассчитанной с помощью вы-

ражения /1/. В расчете P_{is} использовались известные из опыта значения плотностей уровней при энергии связи нейтрона /^{8/} и зависимость $\rho(E)$ от энергии возбуждения из модели с постоянной температурой. Полученные таким способом значения факторов запрета будут, естественно, зависеть от принятых в расчете параметров, однако использование одних и тех же параметров позволит достаточно определенно судить о зависимости фактора запрета от рассмотренных выше свойств ядра. Характер этой зависимости существенно не изменится, если перейти к другим параметрам, другой зависимости плотности уровней от энергии возбуждения /например, из модели ферми-газа/ или к предположению о том, что из начального состояния имеют место квадрупольные переходы вместо дипольных.

В настоящее время накоплен достаточно большой объем экспериментальных данных по вероятностям заселения изомеров формы из возбужденных состояний в диапазоне энергий 3 - 7 МэВ. Эти возбужденные состояния были получены в различных ядерных реакциях - (n, γ)^{9,10/}, (γ, γ')^{11/}, (d, p)^{12/} при кулоновском возбуждении /^{13,14/} и при β -распаде /^{15/}. Осколки, связанные с делением через изомерное состояние, выделялись по их временному распределению, определяемому периодом полураспада изомера формы. В случае реакции (γ, γ') выход осколков изомерного деления определялся по угловому распределению /^{11/}, которое было изотропным, т.к. спин изомерного состояния - O^+ . На рис. 2 и 3 представлены зависимости от энергии возбуждения вероятности образования изомера формы и фактора запрета, определяемых описанным выше способом, для ряда ядер /²³⁶U, ²³⁸U, ²⁴²Am /. Видно, что быстрое изменение фактора запрета существенно замедляется при достижении энергии возбуждения 5,5 МэВ для ядра ²³⁶U и 6,5 МэВ для ядра ²⁴²Am. Эта энергия соответствует высоте потенциального барьера, разделяющего первый и второй минимумы.

Заселение изомеров формы при кулоновском возбуждении и при β -распаде имеет ряд особенностей. Кулоновское возбуждение изомеров формы может протекать двумя путями:

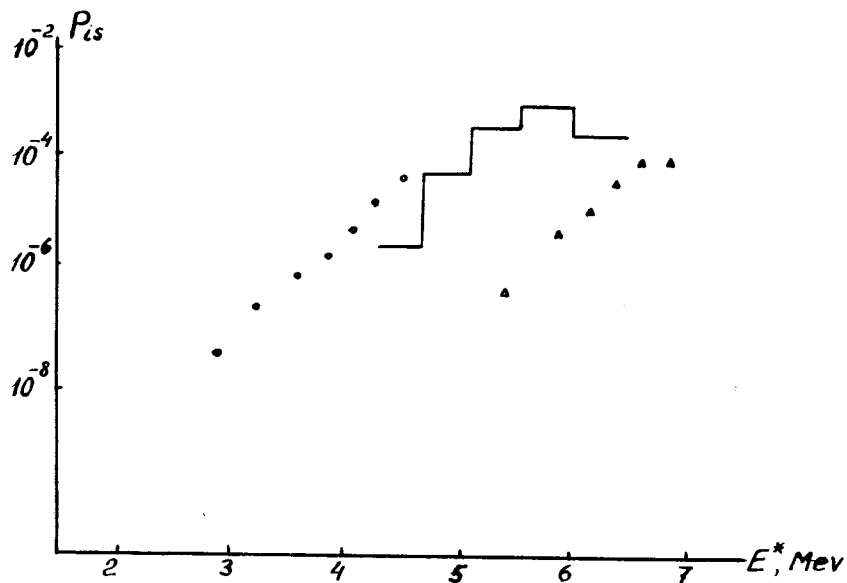


Рис. 2. Зависимость вероятности образования изомера формы (P_{is}) от энергии возбуждения (E^*):

— $^{235}\text{U}(d,p)^{236mf}\text{U}$; \circ $^{238}\text{U}(\gamma,\gamma')^{238mf}\text{U}$;
 Δ $^{241}\text{Am}(n,\gamma)^{242mf}\text{Am}$

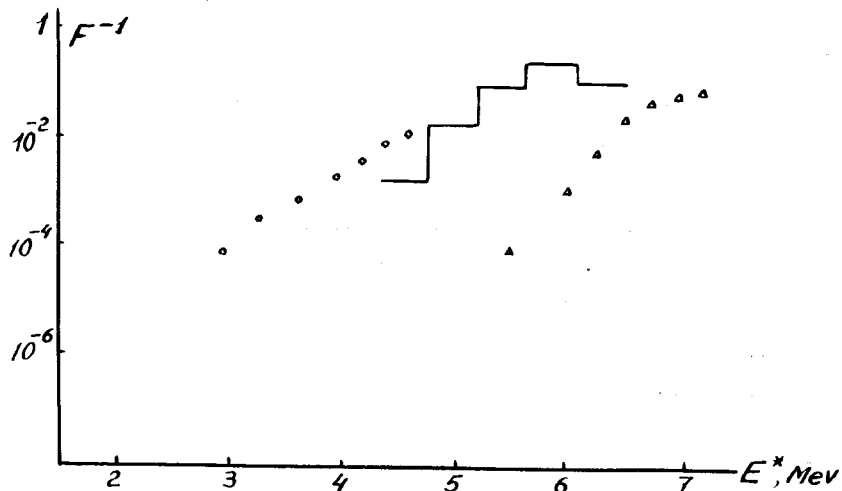


Рис. 3. Зависимость фактора запрета при образовании изомера формы (F) от энергии возбуждения. Обозначения те же, что и на рис. 2.

1. Возбуждение уровней выше изомерного и их разрядка в изомерное состояние /как и в рассмотренных выше реакциях/.

2. Многократное кулоновское возбуждение вибрационных уровней во второй потенциальной яме. В этом случае запрет будет иметь место лишь на последней ступени возбуждения, а при разрядке уровней и заселении изомера формы запрета уже не будет.

Проведенные расчеты сечений кулоновского возбуждения с использованием известных матричных элементов переходов между уровнями показали, что в случае сравнительно легких ионов $/Z \leq 10/$ более вероятен первый путь, а для таких тяжелых ионов как Хе - второй.

Были проведены опыты по кулоновскому возбуждению изомера формы ^{238}U ионами ^{12}C и ионами $^{136}\text{Xe}/^{13}\text{a}$, также изомера ^{239}Pu ионами $^{20}\text{Ne}/^{14}/$ с энергиями, близкими к кулоновскому барьеру. Во всех опытах не наблюдалось осколков деления - продуктов распада изомеров формы, и были получены лишь верхние границы сечений кулоновского возбуждения $/10^{-33}\text{см}^2$ для легких ионов и 10^{-31}см^2 для ионов $^{136}\text{Xe}/$. Эти границы для ионов ^{12}C и ^{20}Ne согласуются с теми запретами для γ -переходов, которые были получены при рассмотренных выше реакциях. В случае ионов ^{136}Xe отсутствие эффекта указывает на то, что запрет для $E2$ -переходов между вибрационными уровнями первой и второй потенциальных ям более 10^4 , т.е. практически такой же, как и для переходов между уровнями составного ядра /рис. 3/.

В ряде ядер наблюдается деление из возбужденных состояний, заселяемых при β -распаде /запаздывающее деление $/^{16,17}/$. Если при этом дочернее ядро имеет изомер формы, то возможно деление и через изомерное состояние. Вклад от такого способа деления растет с уменьшением энергии β -распада.

Было проведено исследование запаздывающего деления изотопов $^{238}\text{Pa} / T_{1/2} = 2,3 \text{ мин}, Q_{\beta} = 4,0 \text{ МэВ}, I^{\pi} = 3^{-} /$ и $^{236}\text{Pa} / I^{\pi} = 1^{-}, T_{1/2} = 9,1 \text{ мин}, Q_{\beta} = 3,1 \text{ МэВ}/$. Дочерние продукты β -распада - изотопы ^{238}U и ^{236}U имеют изомерные состояния при энергиях возбуждения соответственно 2,5 и 2,3 МэВ. В опытах были обнару-

жены осколки запаздывающего деления с интенсивностями 10^{-8} / ^{238}Pa / и 10^{-9} / ^{236}Pa / от полного числа β -переходов.

При тех энергиях возбуждения / < 4 МэВ/, которые оказываются доступными в результате β -распада, преобладающим является деление через изомерное состояние. Возможны два способа заселения изомерного состояния:

1/ прямые β -переходы на изомерный и другие уровни второго минимума; 2/ радиационные переходы с уровней первого минимума, заселяемых при β -распаде. Основываясь на известных представлениях о вероятностях β -переходов на возбужденные уровни /18/, можно показать, что наблюдаемое в опыте соотношение интенсивностей запаздывающего деления для ^{238}Pa и ^{236}Pa согласуется со вторым способом заселения изомера формы /через уровни первого минимума/. При этом значения факторов запрета соответствуют полученным из исследований ядерных реакций /рис. 3/.

Если же предполагать, что наблюдаемый на опыте выход осколков запаздывающего деления связан с первым способом заселения изомера формы, то β -переходы на изомерное состояние /для ^{236}Pa / и на двухквaziчастичные состояния с $K=2-4$ /для ^{238}Pa / характеризуются фактором запрета $10^5 - 10^6$ по отношению к β -переходам на аналогичные уровни первого минимума. Поскольку, как уже обсуждалось выше, более вероятным является другой способ заселения, то полученные значения следует рассматривать как нижние границы.

Рассмотренные выше экспериментальные данные об образовании изомеров формы в ядерных реакциях и при β -распаде позволяют сделать ряд заключений относительно запретов для радиационных переходов, связанных с изменением деформации ядра:

1. Величина фактора запрета быстро падает с ростом энергии возбуждения. При энергии выше потенциального барьера, разделяющего оба минимума, запрет практически отсутствует.

2. Для уровней, возбуждаемых в различных ядерных реакциях, запрет характеризуется близкими значениями.

3. С увеличением заряда ядра /при этом уменьшает-

ся проницаемость барьера, разделяющего оба минимума/ фактор запрета растет.

Таким образом, фактор запрета определяется в большей степени свойствами потенциального барьера, чем свойствами индивидуальных состояний.

В заключение автор выражает благодарность Г.Н.Флерову за постоянный интерес к работе и полезные обсуждения.

Литература

1. Fulmer G.H., Cohen V.W. *Nucl. Data Tables*, 1969, A5, 433.
2. Поликанов С.М. УФН, 1972, 107, 685.
3. Strutinsky V.M. *Nucl. Phys.*, 1967, A95, 420.
4. Metag V., Sletten G. *Nucl. Phys.*, (in press).
5. Habs D. e.a. *Phys. Rev. Lett.*, (in press).
6. Russo P.A., Pedersen J., Vandenbosch. *Nucl. Phys.*, 1975, A240, 13.
7. Белов А.Г., Гангрский Ю.П. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 1976, 40, 1109.
8. Gilbert A., Cameron A.C.W. *Can. J. Phys.*, 1965, 43, 1446.
9. Dalhsuren B., Flerov G.N., Gangrsky Yu.P. e.a. *Nucl. Phys.*, 1970, A148, 492.
10. Nagy T., Belov A.G., Gangrsky Yu.P. e.a. *Acta Phys. Hung.*, 1971, 30, 253.
11. Жучко В.Е., Игнатюк А.В. и др. Письма в ЖЭТФ, 1976, 24, 309.
12. Pedersen J., Rasmussen B. *Nucl. Phys.*, 1972, A178, 449.
13. Гангрский Ю.П., Марков Б.Н. и др. ОИЯИ, P7-7022, Дубна, 1973.
14. Bemis C.E. e.a. *Phys. Rev.*, 1974, 10, 1590.
15. Белов А.Г., Гангрский Ю.П. и др. ОИЯИ, P15-9795, Дубна, 1976.
16. Кузнецов В.И., Скобелев Н.К., Флеров Г.Н. ЯФ, 1967, 5, 221.
17. Скобелев Н.К. ЯФ, 1972, 15, 444.
18. Aleklett K., Niman G., Rudstam G. *Nucl. Phys.*, 1975, A246, 425.
19. Wolf K.L., Unik J.P. *Phys. Lett.*, 1973, 43B, 25.
20. Towsley C.W., Cline D., Horoshko R.N. *Nucl. Phys.*, 1973, A204, 574.

21. Dragoulis C.D., Donell J.L., Gellatly W. *J.Phys.*, 1973, A6, 1031.
22. Kownacki J., Harms-Ringdahl L. e.a. *Phys.Scripta*, 1973, 8, 135.
23. Vold P.V., Kline D. e.a. *Bull.Am.Phys.Soc.*, 1976, 21, 581.
24. Piercey R.B., Ramayaga A.V. e.a. *Phys.Rev.Lett.*, 1976, 37, 496.
25. Ronningem R.M., Ramayaga A.V. e.a. *Nucl.Phys.*, 1976, A261, 439.
26. Sergeev V., Becker J. e.a. *Nucl.Phys.*, 1973, A202, 385.
27. Bernstein E.M., Seamon G.G., Palms J.H. *Nucl. Phys.*, 1970, A141, 67.

Рукопись поступила в издательский отдел
23 февраля 1977 года.