

## ПРОСТОЙ СПОСОБ ИЗМЕРЕНИЯ ДЕФОРМАЦИИ И УРОВНЯ ИЗОМЕРА ДЕЛЕНИЯ

В.А.Шугин

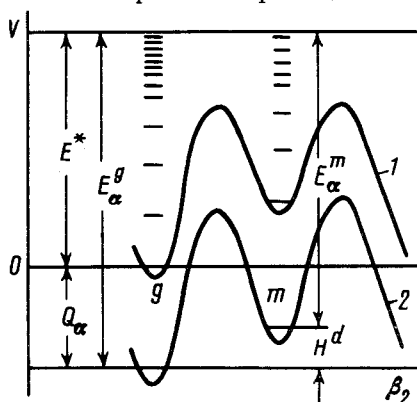
Предлагается использовать вылет заряженной частицы из возбужденного ядра, сопровождающийся образованием изомера деления, для определения деформации и уровня изомера.

Как известно, увеличение вытянутости ядра сопровождается уменьшением кулоновского барьера для  $\alpha$ -частиц, вылетающих из "носика" ядра, и значительным увеличением  $\lambda$  вероятности  $\alpha$ -распада ядра в целом. Согласно <sup>1</sup> при квадрупольной деформации ядра  $\beta_2$  увеличение равно

$$S = \lambda/\lambda_0 = [f_0^1 \exp \{ 8,5\beta_2 P_2(\cos\theta) \} d(\cos\theta)]^2 \dots \quad (1)$$

и для изомеров деления ( $\beta_2 \approx 0,7$ ) составляет  $\sim 1000$  по сравнению с  $\alpha$ -распадом из основного состояния ( $\beta_2 \approx 0,25$ ). Несмотря на большую величину эффект до сих пор не наблюдался, поскольку поиск велся для изомеров в невозбужденном состоянии, когда абсолютные выходы  $\alpha$ -частиц чрезвычайно малы.

Нами предлагается вести поиск для возбужденных состояний изомера ( $E^* \approx 10 - 20$  МэВ). Последние возникают в возбужденном составном ядре, имеющем изомер деления. Их доля  $K$  среди состояний составного ядра при статистическом равновесии приблизительно равна  $K \approx \rho^m / \rho^g$  — отношению плотностей состояний в изомерной и в основной потенциальных ямах составного ядра при доступных энергиях (рисунок). И те, и другие состояния распадаются. Среди конкурирующих распадов из этих двух, различающихся деформацией состояний, возможны  $\alpha$ -распады в изомерную и основную ямы дочернего ядра, происходящие без значительных изменений форм ядра (и потому имеющие оба близкие приведенные вероятности образования распадающихся систем из  $\alpha$ -частицы и дочернего ядра).



Зависимость потенциальной энергии  $V$  от деформации  $\beta_2$  для составного ядра — 1, и дочернего ядра — 2. (Показано схематично)

Отношение сечений этих реакций, идущих с  $\alpha$ -распадом, будет  $\frac{\sigma_\alpha^m}{\sigma_\alpha^g} = K \frac{\Gamma_\alpha^m}{\Sigma \Gamma_i^m} \frac{\Sigma \Gamma_i^g}{\Gamma_\alpha^g}$ , где

$\Gamma$  — гамма-ширина, индексы  $m$  и  $g$  означают состояние в изомерной или в основной ямах. Суммируются все виды распадов в той или другой яме. Доступные для каждого вида распада энергии видны из рисунка. Приближенно

$$\frac{\sigma_\alpha^m}{\sigma_\alpha^g} \approx \frac{\rho^m}{\rho^g} \frac{p_\alpha^m}{p_\alpha^g} \frac{\rho_n^g + \rho_f^g}{\rho_n^m + \rho_f^m} \dots \quad (2)$$

Здесь  $p_\alpha$  — проницаемость барьера для  $\alpha$ -распада, а  $n$  и  $f$  указывают на вылет нейтрона или деление.

В этой формуле значение  $\rho$  можно рассчитать, используя, например, формулу Ферми:  $\rho \approx \exp(2\sqrt{aU})$  ( $a$  — параметр плотности уровней,  $U$  — энергия возбуждения) и известные по другим экспериментам значения барьера деления и уровня дна изомерной ямы в составном ядре. Отношение сечений реакции с  $\alpha$ -распадом в изомерное и основное состояния  $\sigma_\alpha^m / \sigma_\alpha^g$  определяется экспериментально. Результат позволяет, пользуясь формулой (2), определить  $p_\alpha^m / p_\alpha^g$  отношение проницаемостей барьеров к  $\alpha$ -распаду из состояний: изомерного и в основной яме. Выделив из него часть, связанную с энергетической зависимостью проницаемости:  $\frac{p_\alpha^m}{p_\alpha^g} = S \frac{p_\alpha^g(E_\alpha^m)}{p_\alpha^g(E_\alpha^g)}$  (см. рис. ), можно определить  $S$  — увеличе-

ние вероятности  $\alpha$ -распада, вызванное большей вытянутостью изомера, а по формуле (1) и саму деформацию изомера  $\beta_2$ . При этом, экспоненциальная зависимость  $S$  от  $\beta_2$  позволяет получить  $\beta_2$  с хорошей точностью даже при сравнительно больших ошибках измерений  $\sigma_\alpha^m / \sigma_\alpha^g$  и допущенных упрощениях. Точности способствует также использование в формуле (2) отношений однородных величин.

Аналогично можно определить  $\beta_2$  из измерений отношения сечений реакций с вылетом протона или другой заряженной частицы из возбужденных состояний в изомерной и основной ямах, получив предварительно для них подобную (1) зависимость. Предлагаемые реакции позволяют также просто по энергии частиц  $E^m$  определить уровень дна изомерной ямы  $H^d$ : ( $E_\alpha^m = E^* + Q_\alpha - H^d$ ). Способ можно использовать для изучения и других изомеров формы. Важно только, чтобы и составное, и дочернее ядра имели изомеры, близкие по форме. Этому условию удовлетворяют, в частности, молекулярные изомеры — ядерные молекулы с повышенной устойчивостью, возникающие как метастабильные состояния в ходе деления или бинарной реакции<sup>2</sup>. Ценным качеством предлагаемых реакций является то, что вероятности образования в них изомера и основного состояния дочернего ядра оказываются близкими по величине и достаточно большими для измерений. Так,  $\sigma(n, \alpha)$  на  $^{238}\text{U}$  равны  $\sim 0,01$ ;  $0,1$ ;  $1$  мб. при  $E_n = 6, 10, 14$  МэВ, соответственно.

В эксперименте  $\alpha$ -частицы из состояний с разной деформацией легко идентифицировать по их энергиям (рис. ), а в измерениях  $\sigma_\alpha^m$  удобно использовать связанное с вылетом  $\alpha$ -частиц изомерное деление.

Совпадение  $\alpha$ -частиц ( $\sigma E_\alpha \gtrsim 10$  МэВ) и изомерного деления наблюдалось в работе<sup>3</sup> в реакции  $^{238}\text{U} + n$  (4,5 МэВ) при сравнительно высоком сечении процесса  $\sim 1,6$  мкб. Авторы считают, что ими обнаружен эффект многократного (в 10 раз) увеличения вероятности тройного деления у изомера деления. Нами предлагается другое объяснение: в работе наблюдается вылет  $\alpha$ -частицы из возбужденного состояния изомера  $^{239\text{m}}\text{U}$  с последующим делением изомера  $^{235\text{m}}\text{Th}$  согласно описанной выше схеме.

При количественном объяснении эксперимента мы исходили из того, что  $^{239\text{m}}\text{U}$  имеет такой же уровень как и  $^{238\text{m}}\text{U}$  (у последнего он измерен), а  $^{235\text{m}}\text{Th}$  имеет такую же деформацию ( $\beta_2 \approx 0,7$ ), как и его соседи, в согласии с систематиками<sup>4</sup>. Полное сечение реакции  $^{238}\text{U}(n, \alpha)$  при 4,5 МэВ бралось равным 4 мкб в согласии с<sup>5</sup>. Из наших расчетов следует, что уровень дна изомерной ямы у  $^{235\text{m}}\text{Th}$ :  $H = 1,5 \pm 0,2$  МэВ. Используя этот уровень и параметры второго барьера  $^{235}\text{Th}$ , (полученные экстраполяцией данных для изотопов тория<sup>6</sup>), мы оценили время жизни изомера  $\sim 10$  мкс. Последнее, с учетом приближенности оценок, укладывается в интервал наблюдаемых в<sup>3</sup> времен ( $\sim 5$  мкс). (Интервал задается длительностью импульса от  $\alpha$ -частицы и определен нами по приведенным в<sup>7</sup> характеристикам  $\alpha$ -счетчика, использовавшегося в<sup>3</sup>).

Наше объяснение можно проверить экспериментально, пользуясь тем, что  $\alpha$ -частицы при распаде в изомерное состояние  $^{235\text{m}}\text{Th}$  будут иметь энергию  $\sim 11,8$  МэВ (а не широкий

спектр, как в тройном делении), или используя сильную зависимость выхода  $\alpha$ -частиц от  $E^*$ , отсутствующую в тройном делении. Его подтверждение означало бы, что в <sup>3</sup> впервые наблюдался эффект усиления вероятности  $\alpha$ -распада изомера деления, свидетельствующий о его большой деформации, и впервые наблюдался изомер деления тория, у которого, как считалось, изомеров нет. Последнее существенно изменило бы наши представления об области распространения и свойствах изомеров деления и позволило бы оценить точность метода оболочечной поправки.

Заметим, что подобное (2) уравнение нетрудно в нашей схеме получить и для сечения образования изомера в реакции ( $n, n'$ ).

Таким образом, измерение выхода (из возбужденного ядра) заряженных частиц, сопровождаемых изомерным делением, дает простой и пригодный для большинства ядер способ определения деформации изомера, а измерение энергии таких заряженных частиц позволяет просто определить уровень дна изомерной ямы.

#### Литература

1. Носов В.Г. Доклады АН СССР, 1957, 112, 414; Fröman P.O. Kgl. Danske vid. sels kab. Mat.-Fis. medd., 1957, Bd 1, 3.
2. Шигин В.А. ЯФ, 1971, 14, 695; 1978, 27, 67; 1987, 45, 329.
3. Макаренко В.Е., Молчанов Ю.Д., Отрощенко Г.А., Яньков Г.Б. Письма в ЖЭТФ, 1988, 47, 489.
4. Bjornholm S., Lynn J.E. Rev. Mod. Phys., 1980, 52, 725.
5. D'Hondt P. et al. Symp. on Neutr.-Cap. Gamma-Ray Spectr. 1981, Grenoble, p. 457.
6. Back B.B. et al. Phys. and Chem. of Fission, Proc. of Symp., Vienna, 1974, 1, 3.
7. Макаренко и др. ПТЭ, 1988, №5, 59.

Поступила в редакцию  
27 февраля 1989 г.  
После переработки  
5 апреля 1989 г.