



СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

95-469

P3-95-469

Е.Дерменджиив\*

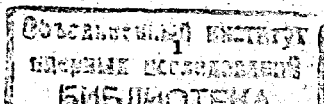
( $n, \gamma f$ )-ПРОЦЕСС ВО II МИНИМУМЕ  
ДВУГОРБОГО БАРЬЕРА ДЕЛЕНИЯ  $^{237}\text{Np}$

---

\*Институт ядерных исследований и ядерной энергетики Болгарской АН,  
«Цариградско шосе», 72, 1784 София, Болгария

Недавно в работе [1] была обнаружена вариация выходов  $\gamma$  - лучей деления в резонансах  $^{237}\text{Np}$ , которая свидетельствует об изменении их множественности. Авторами [1] было предположено, что добавление одного  $\gamma$  - кванта в слабых резонансах при энергиях нейтронов  $E_n \leq 10$  эВ происходит за счет испускания предделительного  $\gamma$  - кванта практически во всех актах деления. Если это действительно так, то при достаточно высокой чувствительности эксперимента наименьшая наблюдаемая делительная ширина  $\Gamma_{f\text{мин}}$  наиболее слабого резонанса может оказаться близкой к ширине  $(n,\gamma f)$ -процесса, т.е. выполняется условие  $\Gamma_{f\text{мин}} \cong \Gamma_{\gamma f}$ . Таким образом, авторы оценили величину  $\Gamma_{\gamma f}$ , которая оказалась порядка  $10^{-6} < \Gamma_{\gamma f} < 10^{-5}$  эВ. Несколько неожиданными оказались значения  $\Gamma_{\gamma f}$  в резонансах первого кластера при  $E_n = 40$  эВ, которые многократно превышали приведенную выше оценку. Если воспользоваться подходом для оценки величины  $\Gamma_{\gamma f}$ , развитым в работе [2], то оценки авторов [2] как раз соответствуют предположению об испускании предделительного  $\gamma$  - кванта в системе уровней I минимума двугорбого барьера деления. В рамках этого предположения невозможно указать на какой-либо механизм "усиления" величины  $\Gamma_{\gamma f}$ , и в этом смысле результаты работы [1] противоречат основной гипотезе - испусканию предделительного  $\gamma$  - кванта в I минимуме двугорбого барьера. Однако можно предположить иной механизм высвечивания предделительного  $\gamma$  - кванта, в пользу которого свидетельствуют следующие соображения общего характера.

Время жизни  $T_f$  составного ядра по отношению к делению в резонансе с делительной шириной  $10^{-6} < \Gamma_f < 10^{-5}$  эВ



составляет величину порядка  $10^{-9} - 10^{-10}$  с. " Характерное " время испускания каскада  $\gamma$  - квантов при захвате нейтрона тяжелыми ядрами  $\sim 10^{-14}$  с и соответствует радиационной ширине  $\Gamma_\gamma \cong 40$  мэВ. Поэтому испускание предделительного  $\gamma$  - кванта за столь длительный промежуток времени  $\sim 10^{-9}$  с кажется вполне вероятным. Таким образом, в слабых делительных резонансах происходит испускание  $\gamma$  - кванта между уровнями I минимума в барьере деления. На Рис. 1 схематически показан общепринятый в настоящее время процесс высвечивания предделительного  $\gamma$  - кванта. Делительные резонансы в кластерах  $^{237}\text{Np}$  имеют значения  $\Gamma_f$  на 2 - 3 порядка больше, чем в слабых резонансах. При этом интервал времени до деления ядра также сокращается, и более заметным становится конкурирующий процесс - прохождение через внутренний барьер с последующим испусканием  $\gamma$  - кванта во II минимуме. Такой механизм высвечивания  $\gamma$  - кванта схематически показан на Рис. 2.

Для оценки вероятности этого процесса сделаем следующие предположения. Предполагается слабая связь между уровнями по обе стороны внутреннего барьера деления [3]. Для оценки вероятности испускания  $\gamma$  - кванта в I и во II минимумах предполагается один и тот же подход, развитый в работе [2]. Для расчетов используются параметры двугорбого барьера деления  $^{237}\text{Np}$ , определенные в работе [4]. На основании результатов работы [1] энергия предделительного  $\gamma$  - кванта  $E_\gamma = 0,6$  МэВ. Целью расчетов является определение и, затем, сравнение величин  $\Gamma_{\gamma f}^I$  и  $\Gamma_{\gamma f}^{II}$  для испускания предделительного  $\gamma$  - кванта в I и во II минимумах соответственно. Ради простоты, обе ширины  $\Gamma_{\gamma f}^I$  и  $\Gamma_{\gamma f}^{II}$  определяются по отношению к средней делительной ширине  $\langle \Gamma_f \rangle$ , которая соответствует прохождению через двугорбый барьер при энергии возбуждения делящегося ядра  $E^*$ .

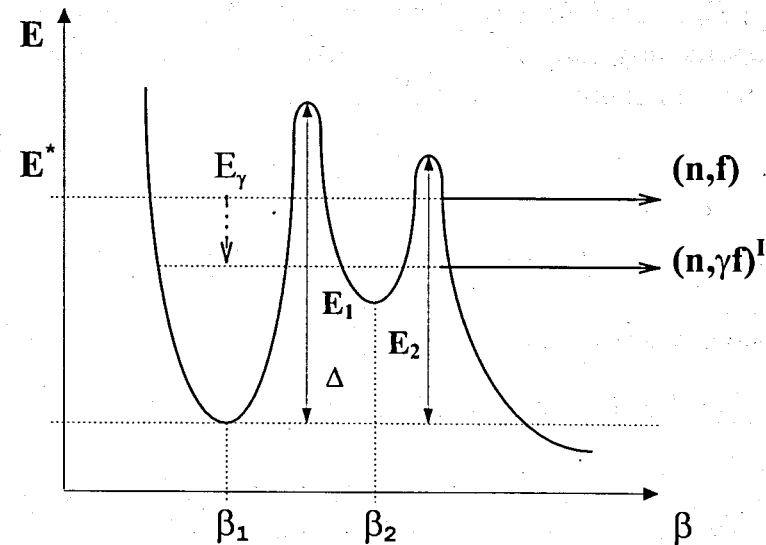


Рис.1 Двугорбый барьер деления и  $(n, \gamma f)^I$  - процесс в I минимуме барьера.  $\beta$ -деформация делящегося ядра.  $E_1$  и  $E_2$  - высоты барьеров,  $\Delta$  - высота изомерного уровня во II минимуме, f - деление ядра.

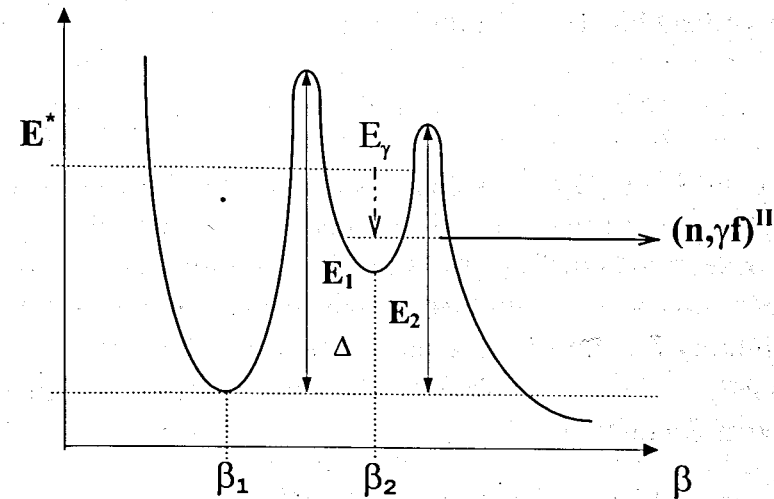


Рис. 2 Двугорбый барьер деления и  $(n, \gamma f)^{II}$  - процесс во II минимуме барьера.

При слабой связи между системами уровней по обе стороны внутреннего барьера величину  $\langle \Gamma_f \rangle$  можно определить следующим образом [3]:

$$\langle \Gamma_f \rangle = \bar{\gamma}_1 \cdot \bar{\gamma}_2 / \gamma_2^t. \quad (1)$$

В этой формуле  $\bar{\gamma}_1$  и  $\bar{\gamma}_2$  являются ширинами переходов через внутренний и внешний барьеры соответственно.

В свою очередь,

$$\bar{\gamma}_1 = [\bar{D}_1(E^*) / 2\pi] \cdot P_1(E^*); \quad \bar{\gamma}_2 = [\bar{D}_2(E^*) / 2\pi] \cdot P_2(E^*), \quad (2)$$

где  $P_1(E^*)$  и  $P_2(E^*)$  являются проницаемостями барьеров. Величина  $\gamma_2^t$  является полной шириной уровня во II минимуме:

$$\gamma_2^t = \overleftarrow{\gamma}_2 + d_2^n + d_2^y + d_2^f. \quad (3)$$

Величиной  $\overleftarrow{\gamma}_2$  можно пренебречь, поскольку  $E_I > E_{II}$  (см. Рис. 1). Средняя делительная ширина  $\langle \Gamma_f \rangle$  резонанса вдали от уровня во II минимуме

$$\langle \Gamma_f \rangle = [\bar{D}_1(E^*) / 2\pi] \cdot [\bar{D}_2(E^*) / 2\pi] \cdot P_1(E^*) \cdot P_2(E^*) / \gamma_2^t, \quad (4)$$

где  $\bar{D}_1(E^*)$  и  $\bar{D}_2(E^*)$  являются средними расстояниями между уровнями в I и II минимумах двугорбого барьера соответственно. Высота дна II минимума над основным состоянием I минимума обозначена через  $\Delta$  (см. Рис.1). Ширину  $\Gamma_{\gamma f}^I$  процесса с испусканием  $\gamma$ -кванта с  $E_\gamma = 0,6$  МэВ в I минимуме можно найти из следующего соотношения:

$$\Gamma_{\gamma f}^I = R_1(E^* \rightarrow E') \cdot [\bar{D}_1(E') / 2\pi] \cdot [\bar{D}_2(E'') / 2\pi] \cdot P_1(E') \cdot P_2(E') \gamma_2^t, \quad (5)$$

где  $E' = E^* - E_\gamma$ ;  $E'' = E^* - E_\gamma - \Delta$ ;  $R_1(E^* \rightarrow E')$  - является вероятностью испускания  $\gamma$ -кванта в I минимуме. Аналогично, ширина  $(n, \gamma f)$ -процесса с испусканием преддельного  $\gamma$ -кванта во II минимуме, причем с той же энергией  $E_\gamma$ , равна следующей величине:

$$\Gamma_{\gamma f}^{II} = R_2(E'' \rightarrow E'') \cdot [\bar{D}_1(E^*) / 2\pi] \cdot [\bar{D}_2(E'') / 2\pi] \cdot P_1(E^*) \cdot P_2(E') / \gamma_2^t. \quad (6)$$

В этой формуле  $E'' = E^* - \Delta$ ;  $R_2(E'' \rightarrow E'')$  - является вероятностью испускания  $\gamma$ -кванта во II минимуме. Отношение ширин  $R = \Gamma_{\gamma f}^{II} / \Gamma_{\gamma f}^I$  определяется из формулы

$$R = [\bar{D}_1(E^*) \cdot P_1(E^*) \cdot R_2] / [\bar{D}_1(E') \cdot P_1(E') \cdot R_1]. \quad (7)$$

Величины  $R_1$  и  $R_2$  оценивались таким же образом, как в работе [2]: вероятность дипольного излучения, которое считалось доминирующим, принималась зависящей от  $E^3$ , а плотность уровней - от  $e^{-(E/T)}$ , где  $T$  - температура ядра. Из-за отсутствия данных о величине  $T(\beta_2)$  при деформации делящегося ядра, которая соответствует II минимому делительного барьера, принималось, что  $[T^4(\beta_2) / T^4(\beta_1)] \sim 1$ , хотя более естественно предположить, что это отношение меньше 1. Окончательно, численная оценка для отношения ширин  $R$  дает величину порядка 30. Таким образом, механизм испускания преддельного  $\gamma$ -кванта во II минимуме дает "усиление" порядка 30, что приводит к соответствующему возрастанию ширины  $\Gamma_{\gamma f}$ . Однако в случае слабых резонансов вдали от уровня II минимума этот механизм маловероятен по следующим причинам. Вычисленная по формуле [4] средняя делительная ширина  $\langle \Gamma_f \rangle \sim 5 \cdot 10^{-6}$  эВ близка к значениям  $\Gamma_f$  для резонансов в интервале  $E_{II} < 10$  эВ [1]. Выше было отмечено, что им соответствуют времена жизни по отношению к делению

порядка  $10^{-10}$ – $10^{-9}$  с. Конкурирующим по отношению к испусканию  $\gamma$  - кванта в I минимуме является прохождение ядра через внутренний барьер деления. Время прохождения через барьер определяется проницаемостью:

$$T_6 = 0,66 \cdot 10^{-15} \cdot (2\pi / \bar{D}) \cdot P_1(E^*)^{-1} \quad (8)$$

Численные оценки дают время порядка  $10^{-11}$  с, и, таким образом,  $T_f > T_6$  на 1 - 2 порядка. Суммарная ширина, учитывающая оба механизма испускания предделительного  $\gamma$  - кванта, содержит весовой множитель, который зависит от  $T_f$  и  $T_6$ :

$$\Gamma_{\gamma f}^0 \approx \Gamma_{\gamma f}^I + T_6 \cdot \Gamma_{\gamma f}^{II} / (T_6 + T_f) \quad (9)$$

Используя параметры барьера деления  $^{237}\text{Np}$ , взятые из работы [4], можно определить ширину перехода через внутренний барьер. Величина  $\bar{\gamma}_I$  порядка 0,1 мэВ. Из формулы [9] следует, что если резонансы кластера имеют  $\Gamma_f > 0,1$  мэВ, то весовой множитель, учитывающий испускание предделительного  $\gamma$  - кванта во II-ом минимуме, становится больше половины.

Следует отметить, что относительно высокие ошибки данных единственного эксперимента по изучению  $(n, \gamma f)$  - процесса в резонансах  $^{237}\text{Np}$  [1], а также отсутствие данных о состоянии делящихся ядер при больших деформациях не позволяют провести более точные оценки величин  $\Gamma_{\gamma f}^I$  и  $\Gamma_{\gamma f}^{II}$ . Однако более важным кажется то, что из приведенных выше оценок следует возможность испускания предделительного  $\gamma$  - кванта во II минимуме и что  $\Gamma_{\gamma f}^{II}$  больше  $\Gamma_{\gamma f}^I$  примерно в 30 раз.

Значения величин  $\Gamma_{\gamma f}$  для резонансов первого кластера  $^{237}\text{Np}$  при энергии нейтронов  $E_n = 40$  эВ, которые намного

больше значений  $\Gamma_{\gamma f}$  в слабых резонансах при  $E_n < 10$  эВ [1], можно объяснить предложенным выше механизмом испускания  $\gamma$  - кванта во II минимуме до деления нептуния.

Не исключено и то, что рассмотренный выше  $(n, \gamma f)$  - процесс во II минимуме препятствует заселению изомерного уровня и сильно подавляет вероятность изомерного деления  $^{237}\text{Np}$ .

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 95-02-03740).

## Литература

1. S. B. Borzakov, E. Dermendjiev, A. I. Kalinin, V. Yu. Konovalov, I. Ruskov, S.M. Soloviev, Yu.S. Zamyatnin, Report E3-95-247, JINR, Dubna, 1995.
2. V. Stavinsky, M.O. Shaker, Nucl. Phys. 62, 667 (1965).
3. S Bjornholm, V.M. Strutinsky, Nucl. Phys. A136, 1 (1969).
4. H. Weigman, J.P. Theobald, Nucl. Phys. A187, 305 (1972).

Рукопись поступила в издательский отдел  
17 ноября 1995 года.