

*Письма в ЖЭТФ, том 12, стр. 289 – 293*

*20 сентября 1970 г.*

## **О ДВУНЕЙТРОННОМ РАСПАДЕ ЯДЕР**

*Э.Е.Берлович, О.М.Голубев, Ю.Н.Новиков*

В ядрах с большим избытком нейтронов вблизи полосы нейтронной устойчивости может наблюдаться явление двойного испускания нейтронов из основных состояний [1]. Возможность такого процесса предопределяется тем, что в этих ядрах энергия связи четного нейтрона мала и в ряде случаев оказывается меньше парной энергии нейтронов. В результате этого энергетического выигрыша ядро (с четным числом нейтронов) может оказаться стабильным по отношению к испусканию одного нейтрона, но не стабильным по отношению к дву-нейтронному распаду. Однако, в [1] сделано замечание, что из-за больших ширин состояний, с которых испускаются нейтроны, двунейтронному распаду будет всегда сопутствовать последовательное испускание нейтронов и наблюдать это явление в "чистом" виде не удастся.

Обратимся сначала к энергетической возможности двунейтронного распада; выделим ядра, в которых выполняются условия:

$$\begin{aligned} B_{2n}(Z, N) &= M(Z, N) - M(Z, N-2) - 2m_n > 0, \\ B_n(Z, N) &= M(Z, N) - M(Z, N-1) - m_n < 0, \\ B_n(Z, N-1) &= M(Z, N-1) - M(Z, N-2) - m_n > 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $B_{2n}$  и  $B_n(Z, N)$  — энергии связи двух нейтронов и одного нейтрона соответственно в ядре с числом протонов  $Z$  и нейтронов  $N$  ( $N$  — всегда четное),  $M$  — масса ядра,  $m_n$  — масса нейтрона. Воспользуемся недавно появившимися

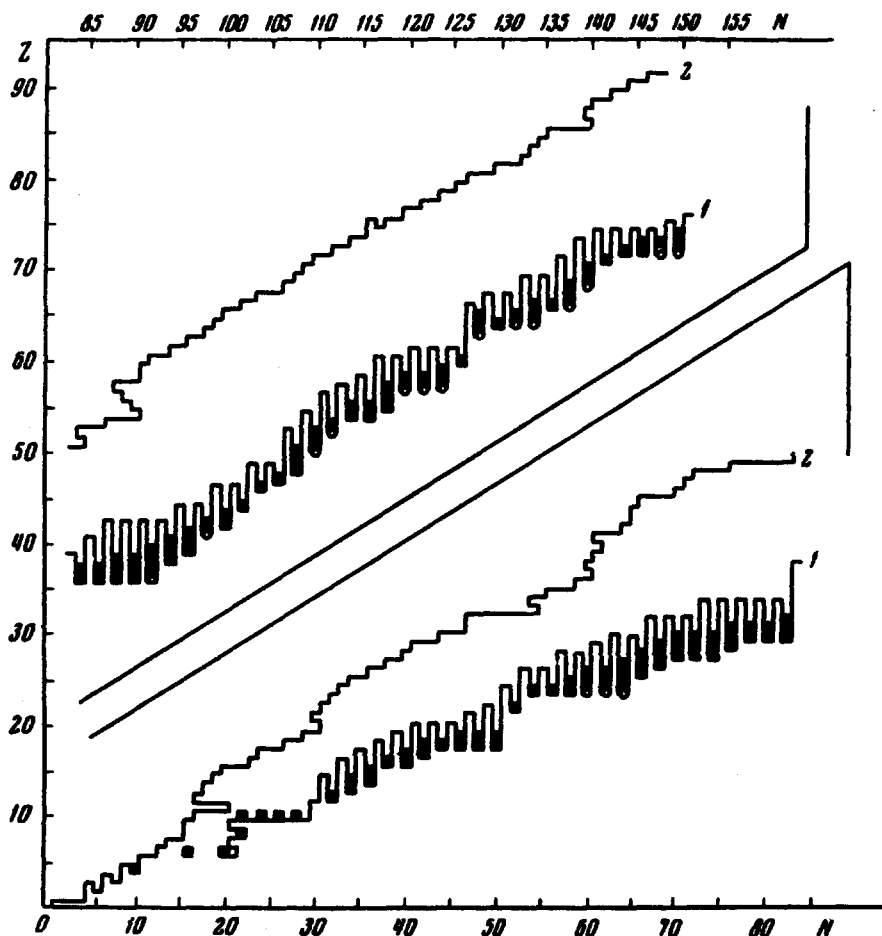


Рис. 1. Область двунейтронного распада. Ядра, дающие "чистый" двунейтронный распад, помечены разными значками, соответствующими различным значениям  $l_{n_2}$ : ■ — при  $l_{n_2} \geq 2$ , x — при  $l_{n_2} \geq 3$ , ○ — при  $l_{n_2} \geq 4$ ; 1 — граница нейтронной устойчивости, 2 — граница в области полученных ядер

таблицами [2], в которых величина  $B_{2n}$  протабулирована. Ядра, в которых выполняются соотношения (1), отмечены на рис. 1. Число их достигает 150. В таблицах [2] приводятся те значения масс, которые могут быть предсказаны с хо-

Высота центробежного барьера, Мэв

$A \backslash \ell$	2	3	4
10	18,7	37,4	62,4
50	6,4	12,8	21,4
150	4,0	8,1	13,5
150	3,1	6,1	10,2
200	1,5	3,0	4,9

рошей точностью. Эти данные обрываются на значениях  $Z \approx 75$  и  $N \approx 150$ . Однако, очевидно, что соотношения (1) будут выполняться и при больших значениях  $Z$  и  $N$ . Поэтому число нестабильных по отношению к двойному испусканию нейтронов ядер будет гораздо больше 150. Заметим, что выбор других массовых формул изменит лишь число и местоположение на диаграмме  $(Z, N)$  ядер, способных одновременно испускать два нейтрона.

Рассмотрим возможность "чистого" испускания одновременно двух нейтронов, без конкуренции со стороны последовательных распадов. Для этого нужно потребовать выполнения условия:

$$|E_{n_1}(Z, N)| > \Gamma_2/2, \quad (2)$$

где  $E_{n_1}(Z, N)$  — энергия связи нейтрона  $n_1$  в ядре  $(Z, N)$ , а  $\Gamma_2$  — ширина уровня промежуточного ядра  $(Z, N - 1)$  (см. рис. 2).

Если ядро  $(Z, N - 1)$  будет испускать нейтрон  $n_2$  в  $s$ -состоянии, то ширина уровня  $\Gamma_2^{(0)}$  будет равна ядерной ширине ( $\approx 6,6$  Мэв), и условие (2) не будет выполняться, ибо  $E_{n_1} \lesssim 1,5$  Мэв. Если же нейтрон  $n_2$  будет вылетать с орбитальным моментом  $\ell \neq 0$ , то центробежный барьер приведет к уменьшению ширины уровня, и при некоторых значениях  $\ell$  будет выполняться неравенство  $|E_{n_1}| > \Gamma_2^{(\ell)}/2$ , где  $\Gamma_2^{(\ell)}$  — ширина уровня, соответствующая значению орбитального момента  $\ell$  испущенного нейтрона  $n_2$ .

Беличину  $\Gamma_2^{(\ell)}$  можно оценить из равенства

$$\Gamma_2^{(\ell)} = \Gamma_2^{(0)} \lambda_2^{(\ell)} / \lambda_2^{(0)}, \quad (3)$$

где  $\lambda_2^{(\ell)}$  и  $\lambda_2^{(0)}$  — проницаемости центробежного барьера при значениях  $\ell \neq 0$  и  $\ell = 0$  соответственно.

Для оценок можно воспользоваться выражением проницаемости центробежного барьера для прямоугольной ядерной ямы (см., например, [3], гл. 8).

Если учесть, что волновое число вылетающего нейтрона  $k = \frac{\sqrt{2m_n E_{n_2}}}{\hbar} < 3,6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-1}$

для отмеченных на рис. 1 ядер, а внутри ямы  $K \approx 1,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-1}$ , то выражение для

проницаемости барьера можно записать в виде  $\lambda_2^{(\ell)} = \frac{4k}{K} f_\ell(kR)$ , и

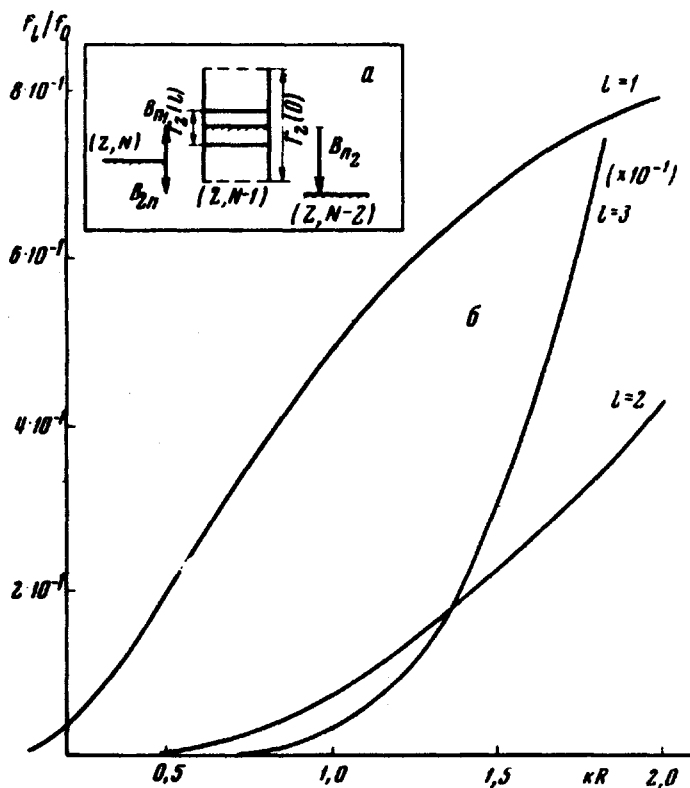
$$\Gamma_2^{(\ell)} = \Gamma_2^{(0)} f_\ell(kR) / f_0(kR). \quad (4)$$

Явный вид функции  $f_\ell / kR$  (дан в [3], гл. 8), а график зависимости  $f_\ell(kR) / f_0(kR)$  представлен на рис. 2.

Для исследуемых ядер энергии связи нейтронов малы; в области легких ядер, например,  $B_{n_2} < 3 \text{ Мэв}$ , в области тяжелых  $B_{n_2} < 1,5 \text{ Мэв}$ . Поэтому, как это видно из сопоставления этих значений с данными таблицы, представляющими

высоты центробежных барьеров  $\frac{\hbar^2 \ell(\ell+1)}{2m_n R^2}$  вылет нейтронов  $n_2$  во всех слу-

чаях будет происходить под барьером (при  $\ell \geq 2$ ).



Фиг. 2. а — энергетические соотношения при двунейтронном распаде, б — зависимость отношения проницаемостей для разных  $\ell$  от  $kR$

Пользуясь рис. 2, можно с помощью выражения (4) получить  $\Gamma_2^{(\ell)}$  при разных значениях  $\ell$ , зная величину  $kR$  для каждого из отмеченных на рис. 1 ядер, и определить таким образом те из значений  $\ell$ , которые приводят к выполнению соотношения (2).

На рис. 1 ядра, отвечающие различным  $\ell$ , отмечены разными фигурами. Видно, что более 1/3 их должны иметь значения  $\ell_{n_2} \geq 2$ , чтобы можно было в "чистом" виде наблюдать явление двунейтронного распада и около половины

ядер должно иметь  $\ell_{n_2} \geq 3$ . Эти ограничения не кажутся нереальными, особенно для нечетно-нечетных и четно-нечетных ядер, о которых идет речь.

Выделить случаи двунейтронного распада на  $\alpha$  оне простого последовательного испарения двух нейтронов можно по корреляции между энергиями двух нейтронов в двойном распаде. Изучение процесса двунейтронного распада позволит детально исследовать границу нейтронной устойчивости. Поведение этой границы в отличие от границы протонной устойчивости, определяемой кулоновским взаимодействием протонов, зависит от ряда факторов [4], которые могут, в частности, привести к существованию нейтронных ядер [5] и существенно ее исказить.

Авторы признательны Н.Е.Бунакову за стимулирующие дискуссии.

Физико-технический институт

им. А.Ф.Иоффе  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
4 августа 1970 г.

#### Литература

- [1] В.И.Гольданский. ЖЭТФ, 39, 407, 1960.
- [2] S.T.Carvey, W.J.Gerace, R.L.Jaffe, I.Talmi, I.Kelson. Rev. Mod. Phys., 41, №4, part II, 1969.
- [3] Д.Блатт, В.Наископф. Теоретическая ядерная физика, М., 1954.
- [4] А.И.Базь, Б.Ф.Лемин, М.В.Жуков. Ядерная физика, 9, 1184, 1969.
- [5] А.И.Базь, Б.И.Гольданский, Я.Б.Зельдович. УФН, 72, 200, 1969.