

ДЕЛЕНИЕ ХОЛОДНЫХ И НАГРЕТЫХ ЯДЕР КАЛИФОРНИЯ

К.К.Истеков, В.М.Куприянов, Б.И.Фурсов
Г.Н.Смиреникин

При сопоставлении данных о вероятности деления в реакциях (n, f) и (I, xn) для изотопов калифорния установлено, что сильно нагретым ядрам соответствует барьер деления капельной модели высотой около 2 Мэв , который более чем в 2,5 раза ниже барьера деления тех же холодных ядер. Вывод поддержан анализом обширной совокупности данных об отношении Γ_f/Γ_n .

Изучение энергетической зависимости вероятности деления тяжелых ядер вызывает значительные трудности, связанные с исключением вклада процессов с предварительной эмиссией нейтронов. Поэтому ограничиваются сравнением вероятности деления холодных ядер — из данных о делимости при низких возбуждениях $\sigma_f/\sigma_c \approx \Gamma_f/\Gamma_T$ и достаточно сильно нагретых ядер — из сечений реакции множественного испускания нейтронов

$$\gamma_x^A = \left(\frac{\sigma_{xn}}{\sigma_c p_x} \right)_A = \prod_{i=0}^x \left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_T} \right)_{A-i} \approx \left\langle \frac{\Gamma_n}{\Gamma_T} \right\rangle_{\bar{A}_f}^x, \quad (1)$$

где Γ_f , Γ_n , $\Gamma_T = \Gamma_f + \Gamma_n$ — средняя делительная, нейтронная, полная ширины и сечения образования составного ядра соответственно, p_x — вероятность испускания x -нейтронов, \bar{A}_f — среднее массовое число делящихся ядер внутри цепочки нейтронных распадов.

Однако, именно в рамках такого подхода может быть решен один из недавно поставленных теорией вопросов: каков барьер деления сильно нагретых ядер [1]? Ожидается, что при достаточно больших энергиях возбуждения $E \gtrsim 50 \text{ Мэв}$ ядро практически полностью заканчивает перестройку оболочечной структуры и деление его должно следовать капельной модели. Иначе говоря, вероятности деления холодных и нагретых ядер должны соответствовать разным высотам барьеров:

$$E_f^{\text{ХОЛ}} = E_f^{\text{КМ}} + \delta W_f - \delta W_g \quad \text{и} \quad E_f^{\text{ГОР}} \approx E_f^{\text{КМ}}, \quad (2)$$

где $E_f^{\text{КМ}}$ — барьер деления в капельной модели, δW_f и δW_g — оболочечные поправки в переходном и основном состояниях делящихся ядер (для большинства ядер $\delta W_g < 0$). Анализ Γ_f/Γ_n доактинидов в окрестности дважды магического ядра $^{208}\text{Рь}$ согласуется с этим предсказанием [2]. Представляет интерес его проверка тяжелых ядер и рассмотрение всей совокупности данных.

В области трансуранов $E_f^{\text{ХОЛ}}(Z, A) \approx \text{const}$ ($5,5 - 6 \text{ Мэв}$), тогда как $E_f^{\text{КМ}}$ быстро падает с ростом Z , следовательно благоприятными для

исследования являются наиболее тяжелые ядра, у которых оболочечный член $\delta W_g - \delta W_f$ составляет значительную часть $E_f^{x_{0,1}}$. На рис. 1 сравниваются отношения Γ_f/Γ_n для холодного ядра ^{250}Cf , полученные из сечения деления ^{249}Cf нейтронами с энергией 2 – 4 Мэв [3], и для близких изотопов $^{248} - ^{251}\text{Cf}$ в сильно нагретом состоянии, полученные из сечений $\sigma_{xn}(x \geq 4)$ для реакций $(^{12}\text{C}, xn)$ на ядрах $^{235} - ^{238}\text{U}$ [4] и реакций $^{238}\text{U}(^{13}\text{C}, xn)$ [5].

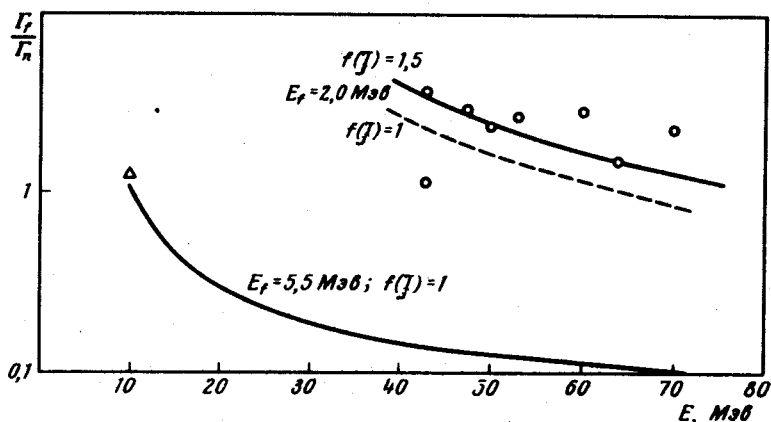


Рис. 1. Сравнение экспериментальных данных о Γ_f/Γ_n для ^{250}Cf с результатами расчета по модели ферми-газа: Δ – (n, f) -реакция [3], o – (I, xn) -реакции [4, 5]

При анализе вероятности (I, xn) – процессов мы отказались от "метода геометрического среднего", широко используемого для определения Γ_f/Γ_n из $\langle \Gamma_f/\Gamma_n \rangle = \sqrt[3]{\gamma_x^A}$, поскольку извлекаемые таким образом данные соответствуют слишком низким значениям $A_f = A - \frac{x-1}{2}$ и $E \approx \frac{x+1}{2} \cdot 8 \text{ Мэв}$ при значительном разбросе этих величин, особенно энергии возбуждения E . Более определенную информацию об энергетической зависимости Γ_f/Γ_n может дать использованный нами "метод пар", который состоит в сопоставлении сечений σ_{xn}^A и $\sigma_{(x-1)n}^{A-1}$. Поскольку остаточное ядро после испускания одного нейтрона в первой реакции и образующееся во второй совпадают и по нуклонному составу, и по энергии, отношение $\gamma_x^A/\gamma_{x-1}^{A-1}$ согласно (1) равно $(\Gamma_n/\Gamma_T)_A$ для составного ядра A с начальным возбуждением E .

Кривые на рис. 2 рассчитаны по модели ферми-газа [2].

$$\frac{\Gamma_f}{\Gamma_n} = f(J) \frac{\kappa a_n^{1/2}}{2A^{3/2}} \frac{E - B_n^*}{(E - E_f^*)^{3/2}} \exp [2\sqrt{a_f(E - E_f^*)} - 2\sqrt{a_n(E - B_n^*)}] \quad (3)$$

с параметрами плотности уровней $a_f = a_n = A/10 \text{ Мэв}^{-1}$, $\kappa = 10 \text{ Мэв}$; E_f^* и B_n^* – содержащие поправки на спаривание эффективные значения высоты барьера и энергии связи нейтрона соответственно. Расхожде-

ние нижней кривой $E_f = E_f^{\text{ХОЛ}} = 5,5 \text{ Мэв}$ в области высоких энергий нельзя объяснить влиянием углового момента: соответствующий фактор $f(J)$ по оценкам составляет для реакции ($^{12,13}\text{C}, xn$) в среднем 1,5. Было также установлено, что невозможно удовлетворить данным о Γ_f/Γ_n одновременно в холодном и горячем состоянии, сохраняя постоянство параметров плотности уровней или высоты барьера. Между тем, согласие с опытом на высокоэнергетическом участке легко достигается, если взять значение $E_f = E_f^{\text{КМ}} = 2 \text{ Мэв}$, вычисленное по капельной модели с параметрами Паули - Ледергербера [6]. Для описания Γ_f/Γ_n при низких энергиях необходимо использовать более точную модель плотности уровней, учитывающую оболочечные эффекты и остаточное взаимодействие между нуклонами.

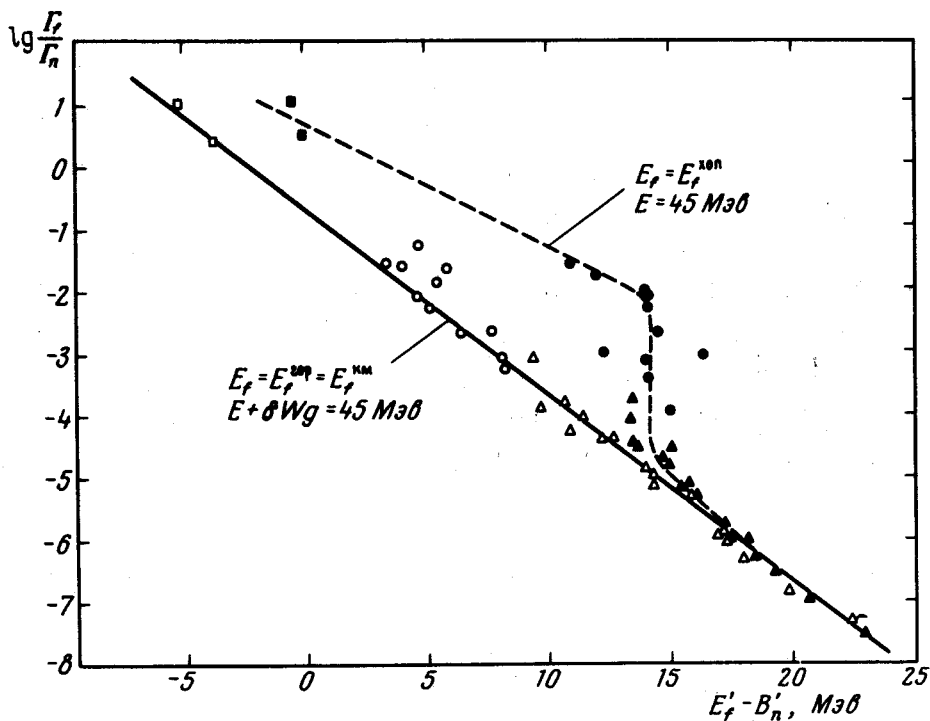


Рис. 2. Зависимость $\lg \Gamma_f/\Gamma_n$ от разности $E_f' - B_n'$ для различных предположений о величине E_f : $E_f = E_f^{\text{ХОЛ}}$ — темные значки; $E_f = E_f^{\text{гор}} = E_f^{\text{КМ}}$ — светлые значки. Разными значками выделены значения Γ_f/Γ_n для характерных областей ядер: $Z = 98 - 102 - \square$, \blacksquare ; $Z = 80 - 85 - \circ$, \bullet ; $Z < 80 - \Delta$, \blacktriangle

На рис. 2 данные о Γ_f/Γ_n ($E = 45 \text{ Мэв}$) для широкой области ядер $Z = 71 - 102$ [2, 7] представлены в зависимости от разности $E_f' - B_n'$. Для этих величин из соотношения (3) при больших возбуждениях $E \gg \gg E_f' - B_n'$ следует простая связь [2]:

$$\lg \frac{\Gamma_f}{\Gamma_{n, \text{ХОЛ}}} \approx C_1 - C_2(E_f' - B_n'). \quad (4)$$

Использование $E_f = E_f^{\text{ХОЛ}}$ при вычислении абсциссы на рис. 2 приводит к значительным отступлениям от (4), которые пропорциональны вкладу оболочечной составляющей $\delta W_f - \delta W_g$ в $E_f^{\text{ХОЛ}}$. Замена $E_f^{\text{ХОЛ}}$ на $E_f^{\text{ГОР}} = E_f^{\text{КМ}}$ и переопределение фиксируемой энергии возбуждения в соответствии с капельной моделью [1, 2] $E + \delta W_g = 45 \text{ Мэв}$ в значительной степени устраняет эти отступления.

Итак, показано, что асимптотическое значение барьера деления, как предсказано теорией [1], соответствует капельной модели.

Авторы благодарны В.М.Струтинскому и А.В.Игнатьку за стимулирующие обсуждения.

Поступила в редакцию
28 ноября 1977 г.

Литература

- [1] В.М.Струтинский, В.М.Коломиец. Материалы 8-й зимней школы ЛИЯФ АН СССР, Л., 2, 483, 1973.
- [2] А.В.Игнатьк, М.Г.Иткис, В.Н.Околович, Г.Н.Смиренкин, А.С.Тихин. ЯФ, 21, 1185, 1975.
- [3] Б.И.Фурсов, В.И.Иванов, Г.Н. Смиренкин. ЯФ, 19, 50, 1974.
- [4] T.Sikkeland, J.Maly, D.F.Lebek. Phys. Rev. 169, 1000, 1968.
- [5] В.В.Волков, Л.И.Гусева, А.С.Пасюк, Н.И.Тарантин, К.В.Филиппова. ЖЭТФ, 36, 762, 1959; Н.И.Тарантин. ЖЭТФ, 38, 250, 1960.
- [6] H.C.Pauli, T.Ledgergerber. Nucl. Phys., A175, 45, 1971.
- [7] T.Sikkeland, A.Ghiorso, M.J.Nurmia. Phys. Rev. 172, 1232, 1969.