

АНОМАЛИЯ ПОРОГА РЕАКЦИИ $(n, n'f)$

Б. И. Фурсов, В. М. Курьянов, Г. Н. Смиренкин

Экспериментально изучена зависимость от энергии нейтронов E_n сечения деления U^{238} , Pu^{239} , Pu^{240} , Pu^{242} в диапазоне $E_n = 1,5 \div 7,5$ Мэв и угловой анизотропии деления Pu^{240} и Pu^{242} при $E_n = 4,0 \div 5,5$ Мэв. Наблюдалась заметная вероятность реакции $(n, n'f)$ существенно ниже пороговой энергии, известной из данных о сечениях деления в реакции (n, f) . Эффект возрастает с увеличением заряда делящегося ядра. Исследованная "аномалия" получает объяснение в рамках модели двугорбого барьера как реакция $(n, n'f)$ с испусканием нейтронов во вторую яму.

В надбарьерной области энергий нейтронов сечение деления тяжелых ядер $\sigma_f = \sigma_c [\Gamma_f / (\Gamma_f + \Gamma_n)]$, вследствие приблизительного постоянства сечения образования составного ядра σ_c и отношения средних делительной и нейтронной ширин Γ_f / Γ_n , сравнительно слабо меня-

ется с энергией и, как принято говорить, имеет "плато". Его протяженность определяется энергией, при которой становится заметной вероятность процесса $(n, n'f)$ -деления ядра-мишени Z^A после испускания нейтрона из составного ядра Z^{A+1} . Порог реакции $(n, n'f)$, если пренебречь туннельной проницаемостью барьера деления ядра Z^A , в шкале энергий нейтронов E_n равен его высоте E_f . При $E_n > E_f$ сечение деления растет, пока не выйдет на новое плато.

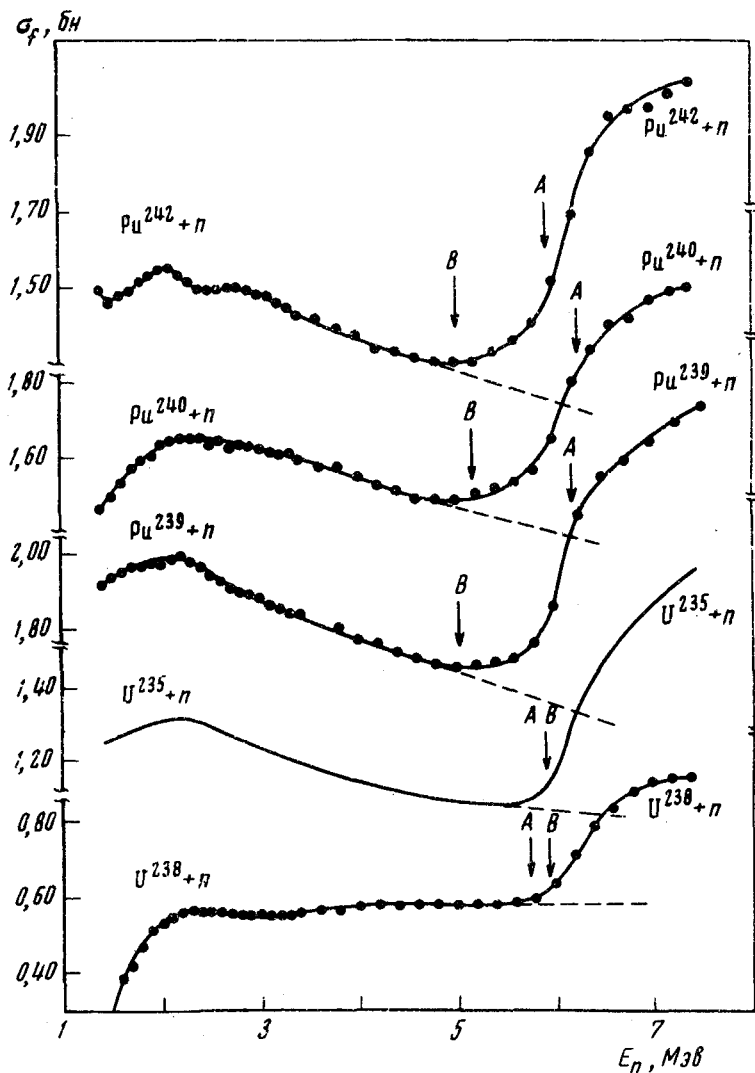


Рис. 1. Сечения деления тяжелых ядер в окрестности "порога" реакции $(n, n'f)$. Пунктир — экстраполяция $\sigma_f(Z^{A+1})$ выше порога $(n, n'f)$

В данном сообщении приводятся результаты измерений сечений деления U^{238} , Pu^{239} , Pu^{240} и Pu^{242} в диапазоне $E_n = 1,5 \div 7,5$ Мэв, которые обнаруживают значительные отступления от этих широко распространенных, но упрощенных представлений о ходе $\sigma_f(E)$ и пороге реакции $(n, n'f)$. Измерения проводились относительным методом на

электростатических генераторах Ван-де-Граафа. Детектором осколков деления служила sdвоенная ионизационная камера. Опорным элементом являлся U^{235} , сечение деления которого было взято близким к рекомендованному в [1]. Полученные экспериментальные данные, наряду с кривой опорного сечения деления U^{235} , представлены на рис. 1.

Энергетические зависимости сечений деления исследованных ядер ведут себя по разному: у сечения U^{238} действительно наблюдается "плато" ($\sigma_f = \text{const}$ с точностью $\pm 3 - 4\%$), тогда как у других изотопов на участке E_n до порога реакции $(n, n'f)$ сечение деления имеет вид падающей кривой. Эти свойства, как показано в [2] в случае U^{235} , Pu^{239} и Pu^{241} сохраняются и при более высоких энергиях нейтронов — между порогами реакций $(n, n'f)$, $(n, 2n'f)$, $(n, 3n'f)$. Поэтому их следует связывать с разным характером зависимости Γ_f/Γ_n от энергии. Статистическое описание [3] предсказывает согласующуюся с опытом корреляцию знака $d(\Gamma_f/\Gamma_n)/dE$ с абсолютной величиной Γ_f/Γ_n : если Γ_f/Γ_n мало, то Γ_f/Γ_n растет с энергией; если $\Gamma_f/\Gamma_n \gg 1$, то Γ_f/Γ_n падает, в промежуточном случае $\Gamma_f/\Gamma_n = \text{const}$. Последний соответствует U^{238} ($\Gamma_f/\Gamma_n = 0,2$); у U^{235} и изотопов плутония Γ_f/Γ_n существенно больше ($0,65 \div 1,3$).

В соответствии с наблюдаемой тенденцией изменения $\sigma_f(E)$ на рис. 1 пунктиром показана экстраполяция сечения реакции (n, f) в область энергий, где σ_f обнаруживает рост, характерный для вступления реакции $(n, n'f)$. Из анализа сечений реакций (γ, f) , (n, f) , (d, pf) , (t, pf) известно, что пороги деления актинидов составляют в среднем 6 Мэв , изменяясь от Th до Cf в очень небольших пределах. Этот факт, резко противоречащий модели жидкой капли, нашел объяснение лишь с установлением двугорбой структуры барьера [4]. Порог, наблюдаемый в сечении деления, определяется наиболее высоким из горбов. Значения высот горбов — A и B — внутреннего E_{fA} и внешнего E_{fB} — показанные на рисунках стрелками, взяты из систематики [5]. Из рис. 1 видно, что в случае U^{235} и U^{238} подъем σ_f происходит в той области, где он и ожидается, тогда как у изотопов плутония этот подъем смещен примерно на 1 Мэв к меньшим энергиям.

Смещение порога реакции $(n, n'f)$ для изотопов плутония подтверждается результатами измерений угловой анизотропии деления, весьма чувствительной к вкладу этого процесса. Угловые распределения осколков деления в настоящей работе измерялись с помощью цилиндрических стеклянных детекторов. На рис. 2 приведены полученные из них данные о параметре K_0^2 — дисперсии распределения проекции углового момента на направление деления. Включение реакции $(n, n'f)$ должно приводить к отклонению K_0^2 вниз от приблизительно линейной зависимости, которая мотивируется моделью сверхтекучего ядра [6]. Этот эффект, как следует из сравнения данных на рис. 1 и 2, возникает примерно там же, где происходит нарушение монотонного хода $\sigma_f(E)$ вблизи $E_n \approx E_{fB}$. У изотопов плутония процесс $Z^A(n, n'f)$ протекает так, как если бы ему препятствовал не барьер A , как в реакции $Z^{A-1}(n, f)$, а более низкий барьер B .

В модели одnogорбого барьера наблюдаемое аномально раннее вступление реакции $(n, n'f)$ на ядрах плутония было бы запрещено его непро-

нищаемостью: слишком велико смещение порога по сравнению с параметром кривизны $\hbar\omega/2\pi \sim 0,1 \text{ Мэв}$, определяющего скорость экспоненциального убывания проницаемости. Выход, по-видимому, один — допустить заметную вероятность испускания нейтрона уже после прохождения через барьер. Для этого потребуются предположение о существовании за ним промежуточных состояний, в которых ядро могло бы достаточно долго жить $\hbar/\Gamma_n = 10^{-15} \div 10^{-16} \text{ сек}$. В модели двугорбого барьера это явление получает непринужденную интерпретацию как процесс деления после испускания нейтрона во вторую яму ($n, n_2^{\prime}f$), происходящий "в обход" горба А.

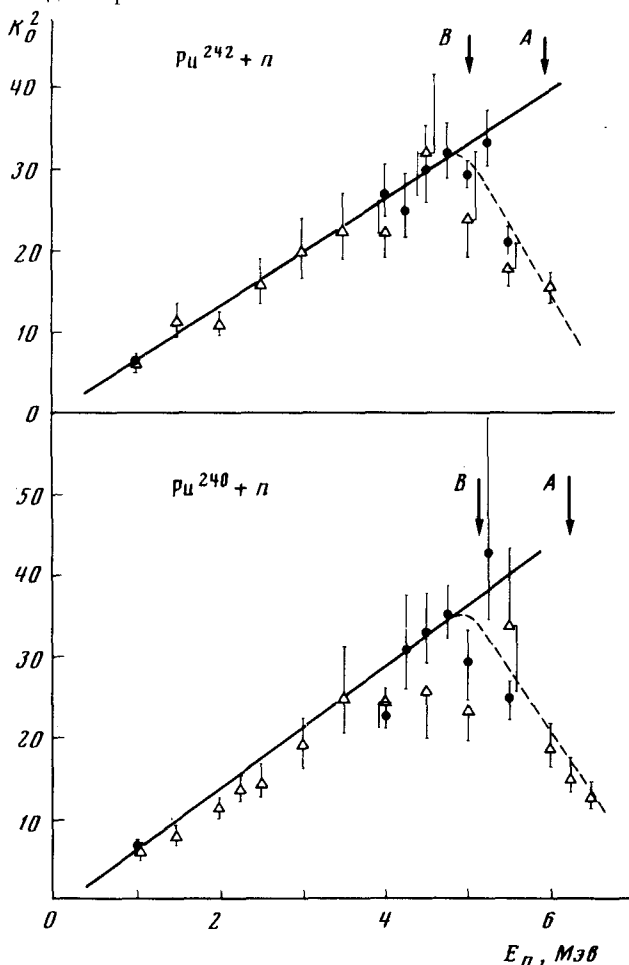


Рис. 2. Энергетическая зависимость K_0^2 в реакциях $\text{Pu}^{240}(n, f)$ и $\text{Pu}^{242}(n, f)$. ———— участок линейной зависимости, мотивируемой моделью сверхтекучего ядра; - - - - - эффективное значение K_0^2 , искаженное вкладом деления ядер с меньшим на единицу массовым числом А после испускания нейтрона. ● — данные настоящей работы; □ — данные работы [7]

Процесс $(n, n_2^{\prime}f)$ с испусканием нейтрона во вторую яму тем более вероятен, чем она глубже (больше плотность возбужденных состояний ρ_{II}) и чем больше разница высот горбов $\Delta_{AB} = E_{fA} - E_{fB} > 0$ (боль-

ше вероятность не возвратиться в первую яму $P_B / (P_A + P_B + P_{\gamma_2})$. При $E_{fB} \approx E_{fA}$ и, тем более, обратном соотношении $\Delta_{AB} < 0$ вклад "аномального" процесса $(n, n_2'f)$ по сравнению с реакцией $(n, n_1'f)$ обычного типа (с испусканием нейтрона в первую яму) мал как $(\rho_{II} / \rho_I)(P_B / P_A)$. Это объясняет отсутствие обсуждаемого эффекта в случае изотопов урана, а также более легких актинидов. У этих ядер $P_B / P_A \lesssim 1$ и $\rho_{II} / \rho_I \ll 1$, в то время как у тяжелых актинидов отношение проницаемости горбов P_B / P_A велико, что компенсирует малость отношения плотностей уровней ρ_{II} / ρ_I .

Процесс разрядки возбужденного ядра путем испускания нейтронов во вторую яму является наиболее распространенным методом получения спонтанно делящихся изомеров. Заселение связанных с ними нижайших состояний на дне ямы происходит в результате радиационных переходов, доминирующих в вероятности распада возбужденного ядра во второй яме, когда $P_{\gamma_2} \gg P_B$, $P_{\gamma_2} \gg P_A$. Наоборот, в вероятность реакции $(n, n_2'f)$ основной вклад вносят более высоко возбужденные состояния, ведущие, в основном, к перевалу через барьер B . Оценки P_{γ_2} и P_B находятся в разумном согласии с наблюдаемыми сечениями возбуждения спонтанно делящихся изомеров и реакции $(n, n_2'f)$.

Авторы выражают признательность В.М.Струтинскому и А.В.Игнатью за плодотворные обсуждения, стимулировавшие данную работу, Д.Л.Шпаку за содействие в проведении измерений, В.Н.Полынову и В.М.Сурину за предоставление делящихся мишеней, М.К.Голубевой и Г.Г.Королеву за участие в работе.

Поступила в редакцию
26 февраля 1973 г.

Литература

- [1] W.Hart. ANSB(S)R - 169, 1969.
- [2] W.G.Davey. Nuclear Science and Engineering, **44**, 345, 1971.
- [3] J.R.Huizenga, R.Vandenbosh. Nuclear Reactions, **2**, Nort - Holland. Publ. Comp. Amsterdam, 1962.
- [4] В.М.Струтинский. Препринт ИАЭ-1108, 1966; Arc. for Fys., **36**, 629, 1967; Nuclear Phys., **A95**, 420, 1967.
- [5] M.Veigman, J.R.Theobald. Nuclear Phys., **A187**, p.305, 1972.
- [6] J.J.Griffin. Phys. Rev., **132**, 2204, 1963.
- [7] J.E.Simmons, R.B.Perkins, R.L.Henkel. Phys. Rev., **137**, B809, 1965.