

этом энергия возбуждения составного ядра (кинетическая энергия налетающего протона, дополненная энергией его связи с ядром) может оказаться достаточной для последующего распада ядра. И действительно, экспериментально установлено, что многие легкие ядра испытывают превращение при бомбардировке их относительно медленными протонами.

§ 95. Деление ядер и развитие капельной теории строения ядер

В продолжение 20 лет (с 1919 г. до начала 1939 г.) во всех опытах по расщеплению атомного ядра наблюдались только такие ядерные реакции, в которых ядро, захватывая нейтрон, протон, дейтрон или α -частицу и вслед за тем испуская одну (и в редких случаях две-три) частицу, превращается в ядро смежного по порядковому номеру элемента или даже остается ядром того же элемента, но другого его изотопа. С начала 1939 г. экспериментальное изучение ядерных реакций вступило в новую фазу своего развития. В январе 1939 г. сначала Ганом и Штрассманом и вслед за тем рядом других исследователей было обнаружено, что *могут происходить такие ядерные реакции, когда ядро тяжелого элемента распадается на два осколка*, причем в большинстве случаев массовое число более легкого осколка близко к 95, а более тяжелого к 140.

Открытие реакции деления тяжелых ядер было сделано *при облучении урана нейтронами*. Аналогичный процесс деления на два более легких ядра был обнаружен *при облучении нейтронами тория*. Образующиеся при делении ядра радиоактивны, так как у них отношение числа нейтронов к числу протонов всегда значительно превышает характерное для стабильных ядер. Так, в составном ядре U^{236} , возникающем при захвате нейтрона изотопом U^{235} , это отношение составляет 1,57, в то время как аналогичное отношение для устойчивых ядер с атомными номерами в интервале 30—60, т. е. для осколков деления, равно 1,3—1,4. Поэтому образующиеся при распаде тяжелого ядра легкие ядра несколько раз подряд претерпевают β -распад.

Кроме того, сам процесс деления ядра на две части сопровождается излучением нескольких (двух-трех) нейтронов, что также уменьшает их избыток в осколках деления. При определенных условиях *нейтроны, излученные распадающимися ядрами урана, вызывают деление других ядер урана*, и может случиться так, что число нейтронов и распадающихся под их действием ядер будет возрастать в геометрической прогрессии — развивается *цепная реакция деления ядер урана* (§ 118).

Распад ядра урана на два легких ядра сопровождается выделением весьма большой в ядерных масштабах энергии — порядка 200 Мэв на каждое распавшееся ядро. При цепном процессе деления

ядер урана в миллионные доли секунды излучается огромное количество энергии, эквивалентное мгновенному сгоранию 2,6 *t* угля на каждый грамм распавшегося урана. Так происходит взрыв *атомной бомбы*.

Деление тяжелых ядер наблюдается и в естественных условиях без облучения их нейтронами или другими частицами (это было обнаружено тоже в 1939 г. советскими физиками Флеровым и Петряком). Однако вероятность такого спонтанного деления ядер крайне мала. Приведем следующий пример. Альфа-превращение испытывает один атом урана в 1 сек из 10^{17} атомов урана. Спонтанное деление же ядер урана (как и тория) происходит еще в миллион раз реже, т. е. в секунду самопроизвольно делится одно ядро урана из 10^{22} ядер. Вероятность спонтанного деления более легких, чем уран, ядер еще меньше.

Почти любое ядро тяжелого элемента может испытывать деление под действием нейтронов или других быстрых частиц. Но минимальные энергии, которые должны иметь бомбардирующие частицы, чтобы вызвать деление, в каждом конкретном случае различны.

Так, деление ядер изотопа урана U^{235} , составляющего основную часть природного урана, вызывается *только быстрыми нейтронами*, обладающими кинетической энергией не менее 1 *Мэв*. Ядра же изотопов урана U^{238} и U^{235} , а также ядра еще более тяжелого, чем уран, элемента — плутония Pu^{239} , испытывают деление *не только* под действием быстрых нейтронов, *но и при поглощении медленных нейтронов*.

Ядра некоторых других тяжелых элементов, например висмута, свинца, таллия, ртути, золота, платины, испытывают деление при проникновении в эти ядра нуклонов (нейтронов и протонов) с большой кинетической энергией — порядка 100 *Мэв*; вероятность процесса деления этих ядер возрастает при увеличении энергии бомбардирующего нуклона.

Теоретически явление деления ядер было объяснено в 1939 г. Я. И. Френкелем. В своей книге «Принципы теории атомных ядер» (изд. Академии наук СССР, 1950, стр. 126—131) Френкель изложил ранее развитые им взгляды следующим образом:

«Причина неустойчивости элементов с атомным весом, большим, чем у урана, заключается в силах электрического отталкивания между протонами, входящими в состав ядра. В случае не слишком тяжелых ядер, содержащих не очень большое число протонов, эти силы недостаточны для преодоления ядерных сил, которые связывают протоны друг с другом и с нейтронами. Однако с увеличением электрического заряда ядер соотношение между ядерными силами притяжения и электрическими силами отталкивания постепенно изменяется в пользу последних. Это изменение объясняется тем, что связь каждого нуклона в сложном ядре, поскольку она обуславливается ядерными силами, мало зависит от размеров ядра, т. е.

от числа нуклонов, его образующих, в то время как электрическая сила, стремящаяся вытолкнуть отдельные протоны из ядра, возрастает с увеличением числа протонов приблизительно пропорционально этому числу. Отсюда на первый взгляд следует, что связь протонов в ядре должна быть меньше, чем связь нейтронов. В действительности, однако, энергии связи тех и других одинаковы благодаря тому, что нейтроны имеют в среднем большую кинетическую энергию в связи со своим численным преобладанием. Это преобладание определяется именно тем условием, чтобы увеличение кинетической энергии нейтронов компенсировало дополнительную электрическую энергию протонов» (§ 115).

«При достаточно большом числе протонов и, соответственно, еще большем числе нейтронов присоединение новых частиц как того, так и другого сорта к ядру должно, в конце концов, стать невыгодным, т. е. сопровождаться не уменьшением, а, наоборот, увеличением общей энергии ядра... Но еще задолго до достижения капелькой ядерной жидкости тех размеров, при которых она неспособна к дальнейшему росту (ввиду обращения в нуль энергии конденсации нуклонов на ее поверхности), электрические силы приобретают величину, достаточную для того, чтобы разорвать ее на две капли приблизительно одинаковых размеров. Чтобы лучше уяснить себе это обстоятельство, рассмотрим сначала поведение нейтральных капелек какой-нибудь жидкости (например, ртути). При сближении двух подобных капелек они, как известно, стремятся слиться друг с другом. Таким образом, в этом случае наблюдается тенденция, противоположная указанной выше, т. е. тенденция капель к слиянию, а не к делению. Причиной этой тенденции являются капиллярные силы, связанные с наличием свободной поверхности и существованием пропорциональности между нею и дополнительной поверхностной энергией... Поскольку ядерные силы в известной степени аналогичны силам молекулярного сцепления, капельки ядерной жидкости должны обладать капиллярными свойствами, так же как и капельки обыкновенной жидкости (чем, кстати, и обуславливается шарообразная форма атомных ядер). При этом, конечно, поверхностное натяжение α ядерной жидкости должно быть во много раз больше, чем у обыкновенных жидкостей».

По порядку величины поверхностное натяжение капелек нейтронно-протонной жидкости должно быть равно отношению энергии связи одного нуклона (составляющей для наиболее тяжелых ядер примерно 5 Мэв) к площади, которую занимает на поверхности один нуклон, т. е. приблизительно к квадрату расстояния между соседними нуклонами $(2a_0)^2$, где $a_0 = 1,5 \cdot 10^{-13}$ см. Таким образом,

$$\alpha \approx \frac{E_{\text{связи 1 нукл}}}{(2a_0)^2} = \frac{5 \cdot 1,6 \cdot 10^{-6}}{(3 \cdot 10^{-13})^2} = 10^{20} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2}. \quad (16)$$

Под влиянием этой значительной силы мелкие ядра должны были бы сливаться в крупные, но этому препятствует кулоновское отталкивание одноименно заряженных ядер. У тяжелых элементов действие большого заряда ядра создает противоположную тенденцию — расщеление этого ядра на два более легких.

Заряд ядра, создаваемый протонами, можно считать распределенным приблизительно равномерно по объему ядра. Поэтому кулоновская потенциальная энергия ядра приближенно равна $U_{\text{кул}} = \frac{3}{5} \frac{Z^2 e^2}{a}$, где a — радиус ядра, Z — атомный номер и e — заряд электрона (если бы заряд был распределен преимущественно по поверхности ядра, то вместо коэффициента $\frac{3}{5}$ мы имели бы коэффициент, близкий к $\frac{1}{2}$; т. II, § 77). Энергия поверхностного натяжения шарообразной капли протонно-нейтронной жидкости равна $U_{\alpha} = 4\pi a^2 \alpha$. Таким образом, та часть энергии ядра, которая наиболее сильно изменяется при его делении, определяется выражением

$$U = 4\pi a^2 \alpha + \frac{3}{5} \frac{Z^2 e^2}{a}. \quad (17)$$

Когда ядро делится на две примерно равные части, то радиус дочерних ядер a_1 , вследствие неизменности объема ($\frac{3}{4}\pi a^3 = 2 \cdot \frac{3}{4}\pi a_1^3$) оказывается равным

$$a_1 = \frac{a}{\sqrt[3]{2}}.$$

Поэтому суммарная энергия дочерних ядер равна:

$$2U_1 = 2 \left[4\pi a_1^2 \alpha + \frac{3}{5} \frac{\left(\frac{Z}{2}\right)^2 e^2}{a_1} \right] = 2^{\frac{1}{3}} \cdot 4\pi a^2 \alpha + \frac{1}{2^{\frac{2}{3}}} \cdot \frac{3}{5} \frac{Z^2 e^2}{a}.$$

Следовательно, при делении тяжелого ядра на две равные части поверхностная энергия ядер возрастает на $2^{\frac{1}{3}} - 1 = 0,26$ своей первоначальной величины, а кулоновская энергия убывает на $1 - \frac{1}{2^{\frac{2}{3}}} = 0,37$ первоначального значения. В итоге при половинном делении ядер энергия убывает на величину

$$E = U - 2U_1 = 0,37U_{\text{кул}} - 0,26U_{\alpha}.$$

Если отношение кулоновской энергии ядра к поверхностной обозначить через γ , то, учитывая, что $\frac{0,26}{0,37} \approx \frac{2}{3}$ приведенную формулу можно переписать так:

$$E = 0,37 \cdot 4\pi a^2 \alpha \left(\gamma - \frac{2}{3} \right). \quad (18)$$

Это выражение для энергетического эффекта деления ядра показывает, что деление ядра ведет к уменьшению энергии ядра только в том случае, когда отношение кулоновской энергии к поверхностной заметно превышает $\frac{2}{3}$.

Отношение кулоновской энергии ядер к их поверхностной энергии определяется, очевидно, формулой

$$\gamma = \frac{U_{\text{кул}}}{U_{\alpha}} = \frac{Z^2 e^2}{4\pi a^2 \alpha}. \quad (19)$$

Но $a = 1,5 \cdot 10^{-13} A^{1/3}$ см, где A — атомный вес (точнее, массовое число), $\alpha \approx 10^{20}$ эрг/см² и $e = 4,8 \cdot 10^{-10}$ абсолютных электростатических единиц заряда. Поэтому

$$\gamma = 0,054 \frac{Z^2}{A}. \quad (19')$$

Для легких и средних элементов $\gamma < \frac{2}{3}$, и поэтому деление их атомных ядер не происходит. Для ядра урана $Z=92$ и $A=235$ по формуле (19') $\gamma \approx 2$; в этом случае формула (18) при подстановке в нее $\alpha \approx 10^{20}$ эрг/см² и $a = 1,5 \cdot 10^{-13} A^{1/3}$ см дает $E = 4,4 \cdot 10^{-4}$ эрг ≈ 280 Мэв. Эта энергия при делении ядер урана должна сообщаться дочерним ядрам, разлетающимся в противоположные стороны, или излучаться. В действительности, как показали измерения, осколки ядра урана разлетаются с общей кинетической энергией около 160 Мэв; кроме того, при выбросе нейтронов, γ -фотонов и при радиоактивном превращении осколочных ядер излучается энергия около 40 Мэв. Расхождение рассчитанного и измеренного выделений энергии (совпадающих, однако, по порядку величины) объясняется неточностью ориентировочной оценки поверхностной энергии по формуле (16) и игнорированием в расчете ряда второстепенных факторов.

Следует отметить, что кинетическая энергия осколков при делении тяжелого ядра приблизительно совпадает с потенциальной энергией отталкивания, которую дочерние ядра, обладающие зарядами Z_1 и Z_2 , имеют по отношению друг к другу в момент своего обособления, т. е. когда расстояние между ними близко к a : $E \approx \frac{Z_1 Z_2 e^2}{a}$.

Чтобы деление происходило с заметной вероятностью, ядру нужно сообщить некоторую энергию, не меньшую определенной для каждого элемента величины.

Действительно, при делении капли обычной жидкости на две приблизительно одинаковые части капля должна приобрести вначале удлиненную форму, после чего происходит разрыв перетяжки, связывающей обе половины капли (рис. 360). При аналогичной деформации капли нейтронно-протонной жидкости ее энергия сначала возрастает от U до некоторого $U_{\text{макс}}$ при определенном удлинении капли и затем уменьшается до $2U_1$. Поэтому, чтобы вызвать деление,

которое в итоге приводит к освобождению подсчитанной выше энергии $E = U - 2U_1$, вначале нужно сообщить ядру некоторую энергию возбуждения — энергию активации деления $E_{\text{акт}} = U_{\text{макс}} - U$ (рис. 361).

Теоретическое вычисление энергии активации деления связано со значительными трудностями. Исследуя эту задачу, Я. И. Френкель показал, что чем больше масса ядра (и соответственно больше отношение электрической энергии к поверхностной, т. е. величина γ), тем меньше высота энергетического барьера, препятствующего спонтанному делению ядер (рис. 362). Для ядер урана, тория, радия ($Z = 92-88$) энергия активации деления составляет 5—7 Мэв. Для элементов с атомным номером порядка 100 энергия возбуждения, необходимая для деления ядер, снижается до нуля. Этим объясняются полная неустойчивость таких ядер и обрыв периодической системы Менделеева на трансурановых элементах.

В аспекте изложенных соображений о делении ядер выброс α -частиц при обычной радиоактивности можно рассматривать как отделение маленькой капельки нейтронно-протонной жидкости от более крупной капли. Выбрасываемые α -частицы не содержатся как обособленные частицы в ядре, но формируются при радиоактивном превращении. Это формирование α -частицы, ее «испарение» или отрыв от поверхности ядра приводит к уменьшению энергии ядра на величину, равную разности энергий связи нуклонов в α -частице и тяже-

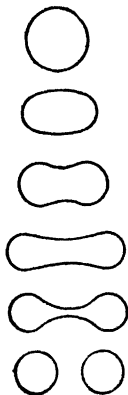


Рис. 360. Последовательные стадии деления капли жидкости надве капли.

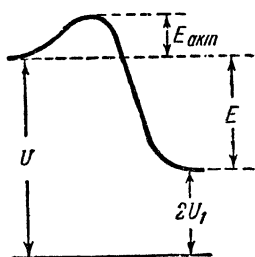


Рис. 361. Энергетический барьер деления ядер:

U — энергия исходного ядра;
 $E_{\text{акт}}$ — энергия активации деления; E — энергия, выделяющаяся при делении.

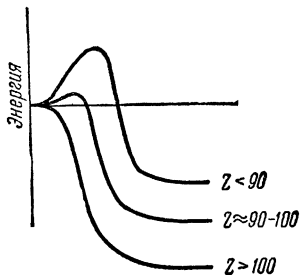


Рис. 362. Зависимость энергетического барьера, препятствующего делению ядра, от атомного номера.

лом ядре. В наиболее тяжелых ядрах (в ядрах радия, тория, урана) энергия связи одного нуклона с ядром, как уже упоминалось при обосновании формулы (16), составляет примерно 5 Мэв. В ядрах

же гелия энергия связи нуклона близка к 7 Мэв . Таким образом, при формировании и отделении α -частицы освобождается энергия порядка $4(7-5) \text{ Мэв} \approx 8 \text{ Мэв}$, большая часть которой сообщается в виде кинетической энергии выбрасываемой α -частице. Однако отрыву α -частицы от ядра препятствует энергетический барьер, создаваемый повышенными значениями энергии промежуточных состояний, которые предшествуют отделению α -частицы от ядра. Высотой этого барьера и небольшой вероятностью просачивания α -частицы через него и объясняется, как было пояснено в § 88, огромный полупериод α -распада для урана ($4,5 \cdot 10^9$ лет).
