

членным делением получаем

$$\frac{v_H}{v_N} = \frac{m_N + m_n}{m_H + m_n} = \frac{m_N/m_H + m_n/m_H}{1 + m_n/m_H}. \quad (92.3)$$

Из своих измерений Чедвик нашел, что наиболее вероятные максимальные скорости отдачи ядер водорода (протонов) и азота равны $v_H = 3,3 \cdot 10^9$ см/с и $v_N = 4,7 \cdot 10^8$ см/с. Пользуясь этими значениями и полагая $m_N/m_H = 14$, из предыдущего соотношения находим $m_n/m_H = 1,15$. Учитывая довольно большую ошибку метода, Чедвик заключил, что $m_n = m_H$, т. е. масса нейтрона равна массе протона m_p . Точное значение массы нейтрона $m_n = (939,5731 \pm 0,0027)$ МэВ было получено из баланса масс различных ядерных реакций с участием нейтронов. Масса нейтрона отличается от массы протона $m_p = (938,2796 \pm 0,0027)$ МэВ на $m_n - m_p = (1,29343 \pm 0,00004)$ МэВ.

§ 93. Деление атомных ядер

1. Открытие деления атомных ядер — одно из важнейших фундаментальных открытий, получившее многочисленные научно-технические применения. Предыстория этого открытия начинается с 1934 г., когда Ферми со своими сотрудниками начали облучать нейtronами атомные ядра с целью получения новых химических элементов. Нейтроны не имеют электрического заряда — для них не существует кулоновского потенциального барьера. Поэтому им легче проникать внутрь ядра и вызывать различные ядерные превращения, чем заряженным частицам. При облучении самого тяжелого из естественных (встречающихся в природе) химических элементов — урана — Ферми надеялся получить еще более тяжелые химические элементы, называемые *трансуранами*. Эти элементы должны быть радиоактивными, так как в противном случае они встречались бы на Земле в естественном состоянии.

Стабильных изотопов у урана всего три: ^{238}U , ^{235}U и ^{234}U . Самым распространенным является ^{238}U . Относительная распространенность остальных двух изотопов весьма мала: ^{235}U составляет около 1/140, а ^{234}U — всего 1/17 000 долю ^{238}U . Допустим, что облучению подвергается один из этих изотопов, например ^{238}U . При таком облучении возникает новый радиоактивный изотоп $^{239}_{92}\text{U}$. Этот изотоп перегружен нейtronами, а потому должен испытывать β^- -распад, в результате чего возникает трансурановый элемент с $Z = 93$. При последующем β^- -распаде должен возникнуть элемент с $Z = 94$, и т. д.

Ферми и его сотрудники действительно обнаружили, что при облучении урана нейtronами возникают новые радиоактивные ядра. Доказательством этого служило появление новых периодов

полураспада. Особое внимание было уделено периодам в 13 и 90 мин, так как среди всех ядер с зарядовыми числами между $Z = 86$ и $Z = 92$ не было известно ни одного ядра, которое бы обладало таким периодом полураспада. Поэтому естественным было предположение Ферми, что новое β -излучение исходит от элемента с $Z = 93$ или от элементов с еще более высокими зарядовыми числами. Такое предположение как будто бы подтверждалось исследованиями химических свойств гипотетических элементов методами радиохимии, но это было признано неубедительным.

2. Систематические многолетние исследования О. Гана (1879—1968), Лизе Мейтнер (1878—1968) и Штрасмана (1902—1980) показали, что кривая ослабления интенсивности различных излучений выглядела различно в зависимости от времени начала наблюдения. Это указывало на то, что, по-видимому, какие-то радиоактивные вещества возникают не сразу, а спустя некоторое время после начала облучения нейтронами. Отсюда вытекало, что существует цепь последовательных радиоактивных превращений, подобная радиоактивным рядам естественных радиоактивных веществ. Периоды полураспада 13 и 90 мин, найденные Ферми, были уточнены и по измерениям Мейтнер оказались равными 16 и 59 мин соответственно. Кроме того, было обнаружено много периодов полураспада, в особенности более длительных, которые раньше не были замечены Ферми. Общее число таких периодов достигло девяти, а наибольший атомный номер гипотетических радиоактивных элементов возрос до 97. Интересно отметить также, что период полураспада 23 мин появлялся при облучении только медленными нейтронами. Лишь по этой причине его удалось отделить от близкого к нему периода 16 мин.

И. Кюри и П. Савич (р. 1909) помимо периодов, найденных Ганом, Мейтнер и Штрасманом, обнаружили еще период полураспада в 3,5 ч. Оказалось, что по своим химическим свойствам соответствующий ему элемент является аналогом редкоземельного элемента лантана. Этот факт определенно приводил к гипотезе о делении ядра. Однако Кюри и Савич не заметили такой возможности и приписали наблюдаемое радиоактивное излучение трансурановым элементам.

Между тем Ган и Штрасман продолжали систематические опыты по исследованию радиоактивных веществ, возникающих из урана и тория при облучении их нейтронами. (Лизе Мейтнер не могла принять участия в этих опытах. Она была еврейкой и австрийской подданной. После захвата Австрии гитлеровской Германией она в середине 1938 г. была вынуждена эмигрировать из Германии в Швецию. Но она непрерывно поддерживала активную идеиную связь с лабораторией Гана в Берлине.) Ган и Штрасман были химиками — ведущими специалистами в области радиохимии. Главный итог их исследований состоит в том, что

при облучении урана и тория нейтронами возникают изотопы химических элементов, лежащие где-то посередине периодической системы. К ним, в частности, относятся барий, а также лантан, наблюдавшийся в опытах Кюри и Савича.

3. Природа этих удивительных явлений была понята Л. Мейтнер и ее племянником О. Фришем (1904—1979) в середине января 1939 г. Они предположили, что возбужденное ядро урана или тория, получающееся после захвата нейтрона, делится на две более мелкие части приблизительно одинаковой массы, которые были названы *осколками*. Обнаруженные Кюри и Савичем, Ганом и Штассманом радиоактивные изотопы, лежащие в середине периодической системы, и являются такими осколками ядер урана и тория. Поскольку относительная доля нейтронов в ядрах увеличивается с увеличением массы последних, эти осколки, получившиеся из тяжелых ядер, перегружены нейтронами. Поэтому в ядрах осколков происходят процессы превращения нейтронов в протоны путем испускания электронов. Такие же процессы происходят и в дочерних ядрах, возникающих в результате этих превращений. Этим и объясняются цепочки последовательных β^- -превращений, наблюдавшиеся еще Ферми. Следует ожидать, и это было подтверждено последующими исследованиями, что ядро может делиться не только на два, но также на три и большее число осколков. Однако такие деления происходят значительно реже, чем деление на два осколка.

Предположение Мейтнер и Фриша сразу же было подтверждено опытами Фриша с атомами отдачи, которому удалось с убедительностью наблюдать взрывной характер деления ядер. В этих опытах малая ионизационная камера покрывалась изнутри окисью урана. Когда к этой камере подносили источник нейтронов ($Rn + Be$), то примерно раз 10—30 в минуту наблюдались сильные ионизационные толчки, которые после предварительного усиления фиксировались с помощью осциллографа. Такие толчки могли вызываться только атомными частицами, обладающими большими массами, зарядами и громадной энергией. Вся схема была рассчитана так, что импульсы, создаваемые α -частицами, были недостаточны для приведения в действие осциллографа. Это было видно из того, что толчки не наблюдались, когда не было урана или источника нейтронов. При окружении источника нейтронов слоем парафина число ионизационных толчков возрастило примерно в два раза. Это указывает на то, что для процесса деления ядер урана более эффективными являются *медленные нейтроны*.

После опытов Фриша такие же и аналогичные опыты, свидетельствующие о делении ядер, сразу же были поставлены во многих лабораториях. Не останавливаясь на этой стороне дела, перейдем к изложению основных закономерностей явления деления ядер и их простейшей теоретической интерпретации.

4. Ранее уже говорилось, что средняя энергия связи нуклона в тяжелых ядрах меньше, чем в ядрах середины периодической системы элементов (см. рис. 121). Допустим, что ядро урана ^{235}U после захвата пейтрона делится на два одипаковых осколка. Из рис. 121 видно, что средняя энергия связи пуклона в ядре урана равна 7,6 МэВ, тогда как в каждом из осколков она равна 8,5 МэВ. Таким образом, при делении ядра урана освобождается энергия $8,5 - 7,6 = 0,9$ МэВ на каждый пуклон. Так как полное число нуклонов при делении не изменяется, то полная энергия, освобождающаяся при одном акте деления урана, составляет $0,9 \cdot 236 \approx 210$ МэВ. Эта громадная энергия проявляется главным образом в кинетической энергии образовавшихся осколков.

Оценку энергии, освобождающейся при делении, можно произвести несколько точнее, использовав приводимые в таблицах значения дефектов массы ядер, т. е. разностей $\Delta = M - A$ между массой ядра M и массовым числом A . Допустим, что исходным ядром является ядро ^{235}U . После захвата пейтрона образуется промежуточное ядро ^{236}U , которое и испытывает деление на два осколка. Предположим, что массовые числа этих осколков одипаковы, т. е. равны каждое 118. Из таблиц дефектов массы ядер находим, что для промежуточного ядра урана $\Delta = ^{236}M - ^{236}A \approx \approx 42$ МэВ, а для каждого из осколков $\Delta = ^{118}M - ^{118}A \approx -86$ МэВ. Полная энергия, освобождаемая при делении, определяется разностью энергии промежуточного ядра и энергии двух образовавшихся осколков. Она составляет $42 - (-2 \cdot 86) = 214$ МэВ, что в пределах ошибок совпадает с предыдущим результатом.

По существу те же результаты получаются и из полуэмпирической формулы Вейцзеккера (64.6). В этой формуле, поскольку она получена в предположении несжимаемости ядерного вещества, можно опустить первый член, так как его значение не меняется при делении ядра, а потому он не влияет на разность масс до и после деления. По той же причине можно опустить четвертый член, так как энергия симметрии также не меняется при делении. Отбросим еще последний член — энергию спаривания, так как ее изменением при делении можно пренебречь. С учетом этих упрощений энергию ядра можно представить формулой

$$\mathcal{E} = C_{\text{нов}} A^{2/3} + C_{\text{кул}} Z^2 A^{-1/3}. \quad (93.1)$$

Знаки в формуле (64.6) изменены, так как эта формула дает работу, которую надо затратить, чтобы полностью расщепить ядро на составляющие его пуклоны. А эта работа, взятая с противоположным знаком, как раз и дает энергию ядра. Воспользуемся еще значениями коэффициентов (64.7), из которых нам нужны только два: $C_{\text{нов}} = 17,8$ МэВ и $C_{\text{кул}} = 0,710$ МэВ. Простой расчет дает для энергии урана $\mathcal{E}_{236} = 1653$ МэВ, а для каждого осколка $\mathcal{E}_{118} = 735$ МэВ. Искомая энергия, освобождаемая при

делении, таким образом, равна $1653 - 2 \cdot 735 = 183$ МэВ, что практически совпадает с предыдущими результатами. (См. также задачу 3 к § 64.)

5. Простейшая теория деления ядра была разработана в 1939 г. Н. Бором и Д. Уилером (р. 1911) и независимо и даже несколько раньше их Я. И. Френкелем (1894—1952). В основу этой теории была положена капельная модель ядра. Конечно, капельная модель в состоянии описать только некоторые, простейшие черты такого сложного явления, какое представляет собой деление атомного ядра. Многие стороны этого явления остаются необъясненными и даже находятся в противоречии с теорией. В. М. Струтицкий усовершенствовал капельную модель учетом оболочечных эффектов. Однако мы ограничимся изложением, в основном качественным, только простейшей — капельной — теории деления ядра.

Рассмотрим ядро ^{235}U , захватившее нейтрон, в результате чего образовалось составное ядро ^{236}U . Составное ядро ^{236}U в основном состоянии практически стабильно; хотя оно и α -радиоактивно, но период полураспада составляет $2,4 \cdot 10^7$ лет. Такое ядро может совершать внутренние колебания около своей равновесной формы, не подвергаясь делению. Однако в результате захвата нейтрона получается ядро ^{236}U в сильно возбужденном состоянии, и амплитуда колебаний может стать настолько большой, что ядро разделится на две части. Под действием кулоновских сил отталкивания эти части разлетаются со значительными скоростями. Ядерные силы, как силы притяжения, препятствуют этому разлету. Но при разлете превалируют электрические силы. В результате части разделившегося ядра и получают кинетическую энергию около 200 МэВ, о которой говорилось выше.

Если ядро уподобить жидкой капле, то различные стадии, через которые проходит форма ядра до и в результате деления, схематически представлены на рис. 159. Однако не вся энергия

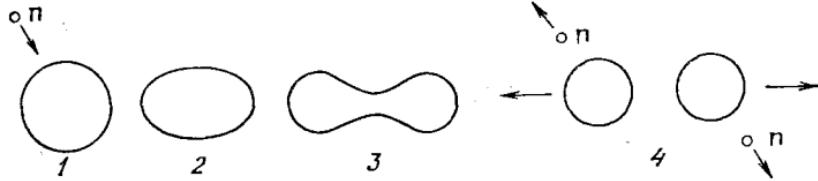


Рис. 159

деления переходит в кинетическую энергию осколков. Сами осколки получаются в возбужденном состоянии, и их внутренняя энергия высвобождается в первую очередь путем испарения нейтронов, а затем идет на испускание γ -лучей. Основными продуктами процесса деления являются, таким образом, два примерно равных ядра, несколько нейтронов и γ -квантов. Как уже ука-

зывалось в пункте 3, ядра-осколки, как правило, оказываются β^- -активными и распадаются с самыми разными периодами полу-распада.

6. При увеличении поверхности ядра энергия поверхностного натяжения возрастает, а энергия кулоновского отталкивания убывает. Изменениями объемной энергии, энергии симметрии и энергии спаривания можно пренебречь. Поверхностное натяжение стремится вернуть деформированное ядро в исходное состояние, а кулоновское отталкивание способствует его делению. Отношение кулоновской энергии к поверхностной пропорционально $Z^2 A^{-1/3} : A^{2/3} = Z^2/A$. Поэтому отношение Z^2/A может служить основным параметром, определяющим способность ядра к делению. Чем больше значение этого параметра, тем легче ядро подвержено делению. Чтобы приблизенно оценить критическое значение параметра Z^2/A , при котором ядро уже не может быть стабильным, рассмотрим устойчивость ядра относительно его малых деформаций.

При малых деформациях можно считать, что исходное сферическое ядро принимает форму вытянутого эллипсоида вращения с полуосами $a = R(1 + \varepsilon)$ и $b = R\sqrt{1 + \varepsilon}$, где ε — малая величина, играющая роль параметра деформации. При таких значениях a и b объем ядра не меняется, что соответствует предположению о несжимаемости ядра. Нахождение поверхностной энергии сводится к геометрической задаче вычисления поверхности ядра, а вычисление кулоновской энергии — к задаче о поле заряженного эллипса, если предположить, что заряд ядра равномерно распределен по его объему. Расчет показывает, что при малых деформациях ядра суммарная энергия поверхностного натяжения и кулоновского отталкивания с точностью до членов ε^2 включительно меняется на величину

$$\Delta E = (1/5) (2C_{\text{пов}} A^{2/3} - C_{\text{кул}} Z^2 A^{-1/3}) \varepsilon^2, \quad (93.2)$$

где $C_{\text{пов}}$ и $C_{\text{кул}}$ — коэффициенты, входящие в формулу Вейцекера (64.6). Конечно, это изменение происходит за счет внутренней энергии возбужденного ядра. Если $\Delta E > 0$, то поверхностные силы будут превалировать над силами кулоновского отталкивания, стремясь вернуть ядро к исходной сферической форме, около которой оно будет совершать колебания. Если же $\Delta E < 0$, то преобладающими будут силы кулоновского отталкивания, способствующие делению.

Критическое значение параметра Z^2/A , большее которого ядро становится абсолютно неустойчивым к делению, определится из требования, чтобы обратилось в нуль выражение в круглых скобках формулы (93.2). Это дает

$$(Z^2/A)_{\text{крит}} = 2C_{\text{пов}}/C_{\text{кул}} \approx 50, \quad (93.3)$$

причем мы использовали значения коэффициентов $C_{\text{пов}}$ и $C_{\text{кул}}$

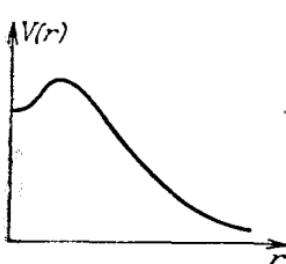
из (64.7). Конечно, на вычисленное значение критического параметра Z^2/A надо смотреть как на ориентировочное, поскольку оно получено в предположении справедливости капельной модели и малых деформаций ядра.

Формулой (93.3) еще не определяются в отдельности критические значения Z и A , большие которых ядро абсолютно неустойчиво по отношению к делению, так как в общем случае между Z и A не существует однозначной связи. Такая связь имеет место только в случае β -стабильных ядер и определится формулой (64.8а). С помощью этой формулы можно исключить из (93.3) зарядовое число Z и получить иррациональное уравнение только для A . Решая это уравнение, находим критическое значение массового числа $A_{\text{крит}} \approx 385$, а затем и критическое значение зарядового числа $Z_{\text{крит}} \approx 138$.

7. Следующие качественные соображения позволяют уяснить влияние на процесс деления и конечных деформаций ядра. Разделим мысленно исходное стабильное ядро на две части (два осколка) с зарядовыми числами Z_1 и Z_2 . Если эти осколки разойдутся достаточно далеко на расстояние r , то энергия их кулоновского отталкивания будет $Z_1 Z_2 e^2 / r$. При этом появится еще кинетическая энергия осколков около 200 МэВ. Она, разумеется, возникает за счет потенциальной энергии ядра в исходном состоянии, так что потенциальная энергия в исходном состоянии составит около 200 МэВ, т. е. равна энергии, освобождающейся при делении. Однако исходное ядро по предположению стабильно. Следовательно, на кривой потенциальной энергии $V = V(r)$ должен существовать максимум — потенциальный барьер, который должен быть преодолен, чтобы фактически произошло деление (рис. 160). Вместо одного максимума, в особенности когда атомные ядра не сферические, возможны и два максимума (двухгорбая кривая).

Но от такой возможности при выяснении основных вопросов деления можно отвлечься. Для абсолютно неустойчивых ядер, у которых $Z^2/A > 50$, максимума на кривой $V = V(r)$ нет. Такие ядра, если бы они возникли, мгновенно претерпевали бы деление за времена порядка $10^{-23}—10^{-24}$ с.

Рис. 160



Разность между максимальным значением потенциальной энергии $V(r)$ и ее значением при $r = 0$ для стабильных ядер называется энергией активации. По классическим представлениям для деления ядра необходимо сообщить ему энергию, не меньшую энергии активации. Эту энергию приносят нейтроны, при поглощении которых и образуются возбужденные составные ядра, удовлетворяющие указанному условию. Если же энергия возбуждения меньше энергии активации, то по классическим представлениям

деление невозможно. Исследования показали, что ядра ^{235}U претерпевают деление после захвата любых, в том числе и медленных (тепловых) нейтронов. Для деления же ядер ^{238}U , захвативших нейтрон, требуется быстрые пейтроны с энергиями больше 1 МэВ.

8. Такое различие в поведении ядер ^{235}U и ^{238}U связано в первую очередь с эффектом спаривания нуклонов (см. § 64). В нечетном ядре ^{235}U неспаренный нуклон связан слабее остальных нуклонов, которые спарены. Допустим, что ядро ^{235}U поглощает свободный нейtron, превращаясь в четно-четное промежуточное ядро ^{236}U . При захвате свободного пейтрона промежуточное ядро получается в возбужденном состоянии. Возбуждение еще более возрастает за счет того, что бывший неспаренный нуклон находит себе партнера и тем самым становится связанным сильнее. Если же свободный нейtron захватывается ядром ^{238}U , то получается четно-нечетное промежуточное ядро ^{239}U . В нем захваченный нейtron, не имея себе партнера, связан слабее, чем остальные нуклоны. Поэтому в процессе захвата нейтрона ядро ^{238}U возбуждается слабее, чем ядро ^{235}U . Для его деления требуется дополнительная энергия возбуждения. Некоторое влияние на способность ядер к делению, возможно, оказывает и то обстоятельство, что параметр Z^2/A для ядер ^{236}U (35,86) больше, чем для ядер ^{239}U (35,41).

Изложенное в основном справедливо и в отношении других четно-нечетных ядер. Особенно следует отметить ядра ^{239}Pu и ^{233}U , которые делятся медленными нейтронами, тогда как их четно-четные изотопы, как правило, требуют для деления быстрых пейтропов (^{240}Pu делится и на тепловых нейтронах). Это обстоятельство играет решающую роль в ядерной энергетике (см. § 95).

9. С квантовой точки зрения не обязательно, чтобы энергия возбуждения превосходила энергию активации ядра. Ядро может разделиться и в том случае, когда имеет место обратное соотношение. В этом случае деление может произойти путем туннельного просачивания через потенциальный барьер, как это имеет место при α -распаде. Однако вероятность этого процесса мала. Она тем меньше, чем выше потенциальный барьер. В частности, возможно и спонтанное деление ядра, происходящее при полном отсутствии внешнего возбуждения.

Спонтанное деление ядер урана впервые наблюдали К. А. Петржак и Г. Н. Флеров (р. 1913) в 1940 г. В их опытах была использована многослойная ионизационная камера с рабочей площадью пластин около 1000 см^2 и больше, на которую наносился уран. При поднесении к ионизационной камере источника нейтронов в осциллографе наблюдались мощные ионизационные толчки, происходящие от вынужденного деления ядер урана. Эти предварительные опыты позволяли изучить характер

ионизационных толчков, происходящих от деления ядер урана. При удалении источника нейтронов такие толчки полностью не прекращались, что свидетельствовало о спонтанном делении ядер. В начальных опытах Петржак и Флеров наблюдали в среднем примерно 6 толчков в час. Окончательные опыты были поставлены на одной из станций Московского метрополитена на глубине 50 м, чтобы как можно лучше защитить аппаратуру от мешающего фона космических лучей. В одном грамме урана за час самопроизвольно делится в среднем всего около 25 ядер урана. Пользуясь этим, легко рассчитать, что период полураспада урана по отношению к спонтанному делению составляет около

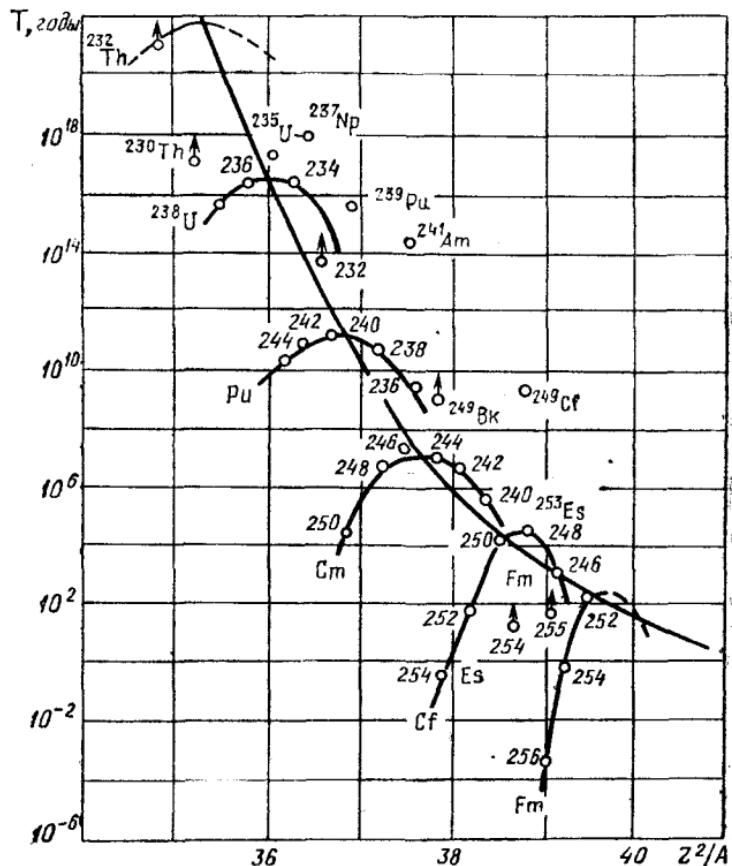


Рис. 161

10^{16} лет. На рис. 161 приведена зависимость периода T спонтанного деления от параметра Z^2/A для различных тяжелых ядер. Светлые кружки (точки) соответствуют экспериментальным данным, пересекающая рисунок сплошная кривая рассчитана по модели жидкой капли.

10. Как уже указывалось выше, ядро чаще всего делится на два осколка. Но отношение масс этих осколков может быть разным. При делении тепловыми нейтронами осколки равных или близких масс почти не наблюдаются, хотя все числовые оценки выше мы делали в предположении равенства масс осколков, так как для этой цели такое предположение не существенно. На самом деле наиболее вероятно деление на осколки, один из которых примерно в полтора раза тяжелее другого. Это иллюстрируется рис. 162, на котором приведено количество осколков различных массовых чисел в процентах для ^{235}U при делении тепловыми нейтронами. Считается, что такая асимметрия деления

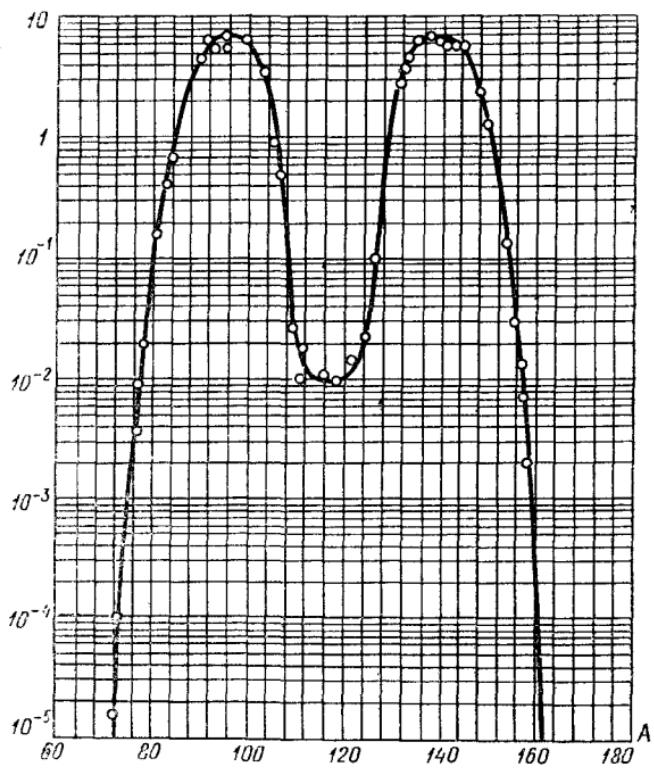


Рис. 162

объясняется влиянием ядерных пейтронных оболочек — ядру энергетически выгоднее делиться так, чтобы число пейтронов в каждом из осколков было близко к одному из магических чисел — 50 или 82.

11. Процесс деления ядра сопровождается вылетом *вторичных нейтронов*. Этого следует ожидать на основе следующих простых соображений. Отношение числа пейтронов N к числу протонов Z в ядре, вообще говоря, тем больше, чем тяжелее ядро.

Для β -стабильных ядер это видно из рис. 120, а также из формулы (64.8а), если ее переписать в виде

$$N/Z = 0,97 + 0,0150 A^{2/3}.$$

Допустим теперь, что тяжелое ядро разделилось на два осколка. Если бы при делении общее число нейтронов в системе не изменилось, то отношения N/Z в обоих осколках были бы либо равны такому же отношению в исходном тяжелом ядре, либо в одном из них оно было бы больше, а в другом меньше. Значит, по крайней мере один из осколков получился бы нейтропонизбыточным и должен был бы освобождаться от лишних нейтронов.

Появление вторичных нейтронов можно понять и с точки зрения капельной модели ядра. В шейке гантелеобразного ядра (положение 3 на рис. 159) почти нет протонов, так как из-за кулоновского отталкивания они сосредоточиваются главным образом в удаленных — шарообразных — частях ядра. Поэтому при разрыве шейки в процессе деления из нее могут вылетать лишь нейтроны, и притом за времена порядка ядерных (10^{-22} — 10^{-23} с), т. е. практически мгновенно. Такие вторичные нейтроны называются *мгновенными*.

Наряду с мгновенными при делении ядер появляются и *запаздывающие вторичные нейтроны*. Дело в том, что осколки деления ядер радиоактивны. При их β -распаде могут появляться нейтропонизбыточные ядра в сильно возбужденных состояниях.

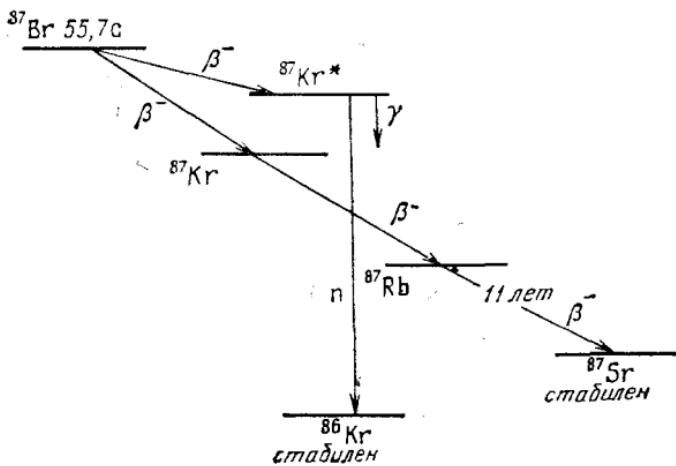


Рис. 163

Возбуждение таких ядер снимается путем конкурирующих процессов испускания нейтронов и γ -квантов. Оба процесса происходят практически мгновенно. Первый из этих процессов и рождает запаздывающие нейтроны. Запаздывание понимается в смысле временного отставания момента вылета рассматриваемых

мых нейтронов от момента испускания мгновенных пейтронов (появляющихся непосредственно при делении ядра). Оно определяется периодом полураспада изотопа-предшественника, при β^- -распаде которого и получилось возбужденное ядро, испустившее затем нейтрон.

Процесс возникновения запаздывающих пейтронов поясняется схемами на рис. 163 и 164. На рис. 163 показано ядро ^{87}Br ,

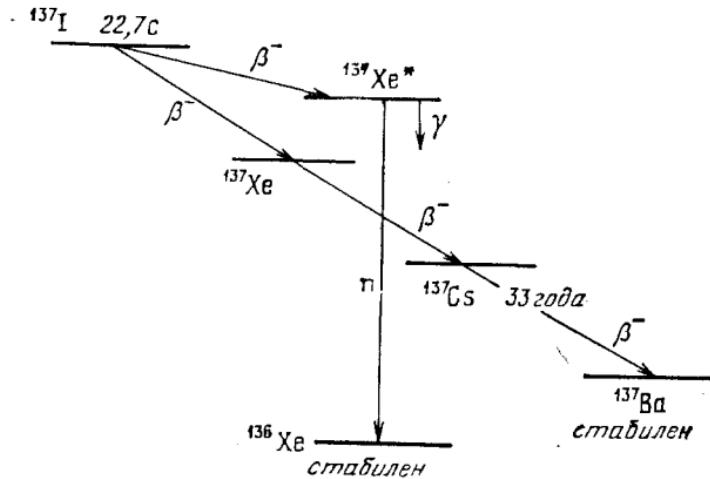


Рис. 164

появившееся в результате ядерного деления. Это ядро испытывает β^- -распад с периодом полураспада 55,6 с. В результате таких распадов возникают ядра ^{87}Kr , большая часть которых находится в невозбужденном состоянии и лишь незначительная часть — в сильно возбужденном состоянии $^{87}\text{Kr}^*$. Невозбужденное ядро после двух последовательных β^- -распадов переходит в стабильное ядро ^{87}Sr . Сильно же возбужденное ядро $^{87}\text{Kr}^*$ почти мгновенно переходит в невозбужденное состояние ^{87}Kr (с испусканием γ -квантов) или же в стабильное состояние ^{86}Kr (с испусканием нейтрона). В последнем процессе и возникает запаздывающий нейтрон*). Аналогичная схема приведена и на рис. 164.

Запаздывающие пейтроны делятся на несколько групп, различающихся временем запаздывания и энергией. В табл. 15 приведены характеристики запаздывающих пейтронов, возникающих при делении ядер урана-235.

Свыше 99 % от всех выделяющихся при делении пейтронов освобождается мгновенно. На долю запаздывающих пейтронов приходится примерно 0,75 %. Несмотря на это, запаздывающие

*) Следует отметить, что изотоп ^{87}Kr не случайно оказался «нейтроноактивным». В ядре этого изотопа 51 пейтрон, т. е. на один пейтрон больше магического числа 50; этот «лишний» пейтрон и покидает возбужденное ядро. У изотопа ^{137}Xe (рис. 164) число пейтронов равно 83, так что ситуация аналогична.

Таблица 15

Запаздывающие нейтроны

Период полураспада, с	Выход, % (к общему числу вторичных нейтронов)	Кинетическая энергия запаздывающих нейтронов, МэВ
55,7	0,021	0,25
22,7	0,140	0,56
6,2	0,125	0,43
2,3	0,253	0,62
0,6	0,074	0,42
0,2	0,027	—
Средние	8,97	0,64
		0,508

нейтроны играют важную роль в ядерной энергетике — они позволяют сделать управляемыми ядерные реакции, происходящие при делении в ядерных реакторах (см. § 95, пункт 5).

12. В заключение приведем более точное примерное распределение энергии деления между различными способами ее освобождения при делении ^{235}U тепловыми нейtronами:

кинетическая энергия осколков	$166,2 \pm 1,3$ МэВ
энергия нейтронов деления	$4,8 \pm 0,4$ МэВ
энергия мгновенных γ -квантов	$8,0 \pm 0,8$ МэВ
энергия β -частиц продуктов деления	$7,0 \pm 0,3$ МэВ
энергия γ -излучения продуктов деления	$7,2 \pm 1,1$ МэВ
энергия антинейтрино продуктов деления	$9,6 \pm 0,5$ МэВ
Всего	$202,8 \pm 0,4$ МэВ

§ 94. Трансурановые элементы

1. Причину, по которой периодическая система химических элементов, встречающихся в природе в естественном состоянии, обрывается на уране ^{92}U , надо искать в происхождении химических элементов и их последующих радиоактивных превращениях. В настоящее время можно считать доказанным, что все химические элементы Солнечной системы образовались свыше 5 млрд лет назад в результате гравитационного скатия огромных масс галактического водорода, при котором сильно повысилась его температура. Чрезвычайно высокая температура и обеспечила синтез сложных ядер из более простых ядер водорода. При этом были синтезированы и многочисленные изотопы химических элементов с атомными номерами больше 92. Однако период их полураспада оказался значительно меньше времени существования Земли (около $4,5 \cdot 10^9$ лет). К настоящему времени все эти изотопы из-за радиоактивных превращений полностью распались и исчезли на Земле (см. пункт 10). Самым тяжелым из сохра-