

то есть когда

$$\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2 = \dots = \lambda_i N_i = \dots \quad (58.12)$$

Таким образом соотношение

$$\lambda_i N_i = \lambda_k N_k \quad (58.13)$$

при равновесии составляющих радиоактивного семейства имеет место, не только если элемент  $k$  получается при распаде элемента  $i$ , но и когда их связывает цепочка радиоактивных превращений из любого числа звеньев (конечно, когда равновесие уже установилось). Это соотношение показывает, что в равновесии активности (т. е. числа распадающихся в секунду ядер)  $a_i = \lambda_i N_i$  всех исходных и промежуточных продуктов одинаковы и общая активность препарата равна активности исходного продукта, умноженной на число наличных звеньев.

Конечным продуктом любой цепочки радиоактивных превращений является устойчивый изотоп, который накапливается по мере распада материнского радиоактивного элемента. По соотношению количеств начального и конечного элементов судят о времени существования горных пород, в которых эти элементы содержатся. Так, например, можно считать, что горная порода, содержащая равное число атомов  $U_{92}^{238}$  и свинца  $Pb_{82}^{206}$ , образовалась 4,5 млрд. лет назад. Утверждение будет точным, если доказать, что при образовании породы в нее вошел только уран, а свинец отсутствовал.

## § 59. α-распад и туннельный эффект

Термин «распад» в прямом смысле применим лишь к α-распаду. При этом процессе от ядра  $X_Z^A$  отщепляется ядро гелия. В некотором приближении можно для расчета исходить из предположения, что это ядро является обособленным образованием и внутри ядра  $X_Z^A$  до его распада.

Рассмотрим механизм α-распада, исходя из особенностей взаимодействия α-частицы с ядром — остатком  $Y_{Z-2}^{A-4}$ . При этом в первом приближении будем считать α-частицу материальной точкой — корпускулой, обладающей известной массой и зарядом  $2e$ . Сам факт длительного существования α-частицы, обладающей положительным электрическим зарядом в ядре, указывает на наличие сил притяжения неэлектрической природы, обеспечивающих устойчивость ядер. Подробнее эти силы будут рассмотрены ниже, в параграфе 64. Сейчас же укажем, что эти специфические ядерные силы притяжения действуют лишь на малых расстояниях — до  $\sim 3 \cdot 10^{-13}$  см, и на этих расстояниях значительно превышают по величине электрические силы. Как показывает опыт, даже для

самых больших ядер на расстояниях порядка  $R \approx 1,5 \cdot 10^{-12}$  см от центра ядра ядерные силы уже неощутимы. На таких и больших расстояниях действуют только электрические силы отталкивания.

Таким образом, на расстояниях  $r$ , больших, чем  $R$ , потенциальная энергия  $\alpha$ -частицы в поле ядра  $U(r)$  равна

$$U = \frac{(Z-2)e \cdot 2e}{r}. \quad (59.1)$$

Произвольная постоянная выбрана так, что  $U=0$  при  $r=\infty$  (рис. 3.10). На расстояниях  $r \approx R$  вступают в действие ядерные силы

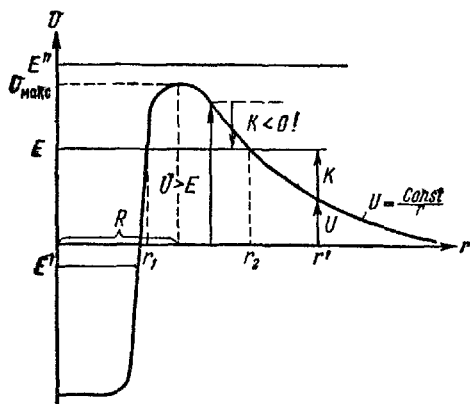


Рис 3.10.

притяжения. Рост потенциальной энергии прекращается и значение ее, пройдя точку максимума, быстро убывает до некоторой отрицательной постоянной величины внутри ядра. Отметим полную энергию  $\alpha$ -частицы  $E$  (равную сумме потенциальной и кинетической энергий) тонкой прямой. С ее помощью легко определить значение кинетической  $K$  и потенциальной  $U$  энергии  $\alpha$ -частицы при любом ее расстоянии от центра ядра, как это показано на рисунке для энергии  $E$  и расстояния  $r'$ . Могут быть три качественно различных случая, отвечающих: 1) отрицательной энергии (на рисунке  $E' < 0$ ), 2) положительной энергии, меньшей  $U_{\text{макс}}$  (на рисунке  $E$ ), и 3) положительной энергии, большей  $U_{\text{макс}}$  (на рисунке  $E''$ ).

В первом случае частица может находиться только внутри ядра, в области «ямы» потенциальной энергии (всюду вне этой ямы  $U > E'$  и частица вне ямы должна была бы иметь отрицательную кинетическую энергию, что невозможно).

В третьем случае частица вообще не связана с ядром и может находиться на любых расстояниях от центра ядра,  $E'' > U$  всюду и она всюду может обладать положительной кинетической энергией.

Наибольший интерес для нас представляет второй случай. При энергии  $E$  частица может находиться либо внутри ядра (при  $r < r_1$ ), либо вне ядра ( $r > r_2$ ). Значения  $r$  в промежутке между  $r_1$  и  $r_2$ , т. е.  $r_1 < r < r_2$ , невозможны, так как в этой области  $U > E$  и, сле-

довательно, кинетическая энергия должна была бы быть отрицательной. Эта область расстояний представляет собой, как принято говорить, потенциалный барьер на пути частицы. Согласно законам классической физики, потенциальный барьер неодолим. Частица должна двигаться либо внутри ядра ( $r < r_1$ ), либо вне его ( $r > r_2$ ). Квантовая механика допускает прохождение частицы сквозь потенциальный барьер. В чем причины различия? До сих пор мы рассматривали α-частицу как классическую корпускулу, имеющую точечные координаты. Реальная α-частица, как и любая частица вещества, не локализована в точке, так как обладает волновыми свойствами. Описывающий ее волновой пакет отличен от нуля и в области потенциального барьера (если он не бесконечно высокий) и за ним (если он не бесконечно широкий). Это и позволяет частице пройти сквозь барьер — волновой пакет никогда не оказывается при этом сосредоточенным целиком в области барьера. Прохождение через потенциальный барьер носит название туннельного эффекта. Некоторое наглядное представление об этом процессе можно получить из оптической аналогии.

В § 5 было показано, что при полном внутреннем отражении волны частично проникают во вторую среду, а затем возвращаются обратно. Проникновение во вторую среду имеет место, хотя по законам геометрической оптики свет в нее проникать не может вовсе. Если за второй областью следует третья, с достаточно большим  $n$  (например, таким же, как и в первой), а щель между ними невелика ( $\sim \lambda$ ), то волны будут частично проникать в эту среду, проходя сквозь щель между средами I и III — «потенциальный барьер». Если из миллиона фотонов сквозь щель пройдет один, то это означает, что фотон, падая на барьер, отражается от него в среднем в  $10^6$  случаях и один раз проходит. То же происходит для ψ-волны α-частицы, сталкивающейся при своем движении с барьером на границе ядра.

Решая уравнение Шредингера для движения α-частицы в потенциальном поле, показанном на рис. 3.10, можно рассчитать вероятность туннельного эффекта, т. е. вылета α-частицы из ядра — α-распада. Очевидно, что эта вероятность тем больше, т. е. период полураспада тем меньше, чем меньше по высоте и ширине барьер лежит на пути α-частицы. При одной и той же потенциальной кривой барьер на пути частицы тем меньше, чем больше ее энергия  $E$ . Эта закономерность хорошо подтверждается на опыте. Так, из шести α-радиоактивных изотопов тория наиболее долгоживущим оказывается  $\text{Th}^{232}$  (период полураспада  $T = 13,9 \cdot 10^9$  лет). Он выбрасывает α-частицы с энергией  $E = 4,2$  Мэв. У  $\text{Th}^{238}$   $T = 1,9$  года, а  $E = 5,418$  Мэв. У  $\text{Th}^{228}$   $T = 30,9$  мин., а  $E = 6,3$  Мэв. Так же закономерно меняются  $T$  и  $E$  у восьми изотопов полония. Наиболее

долгоживущий  $\text{Po}^{210}$  имеет  $T=140$  дней и дает  $\alpha$ -частицы с энергией  $E=5,296$  Мэв. Для распадающегося быстрее всех  $\text{Po}^{212}$  имеем соответственно  $T=3 \cdot 10^{-7}$  сек и наибольшую энергию  $\alpha$ -частиц  $E=8,776$  Мэв.

Туннельный эффект существует не только при  $\alpha$ -распаде. Он обеспечивает возможность захвата протонов сравнительно малых энергий ядрами атомов при термоядерных реакциях, происходящих на звездах и являющихся источниками энергии звезд (см. § 69).

### § 60. $\gamma$ -лучи и их взаимодействие с веществом

$\alpha$ -частица, находящаяся в потенциальной яме внутри ядра\*), движется по законам волновой механики. Ее полная энергия внутри ядра может принимать лишь некоторые вполне определенные дискретные значения  $E_0 < E_1 < E_2 < E_3 < \dots$ . Наинизший энергетический уровень  $E_0$  называется нормальным, а более высокие  $E_i$  — возбужденными. Для перехода ядра из нормального состояния в возбужденное ему надо сообщить порцию энергии  $E_i - E_0$ . В свою очередь возбужденное ядро будет, как правило, переходить в нормальное состояние с испусканием кванта  $\gamma$ -лучей с энергией

$$h\nu_i = E_i - E_0. \quad (60.1)$$

Если в результате  $\alpha$ -распада ядра  $X_Z^A$  дочернее ядро  $Y_{Z-2}^{A-4}$  окажется в нормальном состоянии  $E_0$ , то испускание  $\gamma$ -лучей происходить не будет. Если же дочернее ядро останется в одном из возбужденных состояний  $E_i$ , то  $\alpha$ -распад будет сопровождаться последующим (спустя обычно  $10^{-13}$ — $10^{-14}$  сек) излучением  $\gamma$ -кванта (60.1) или даже нескольких последовательных квантов с энергиями:

$$h\nu_{ik} = E_i - E_k, \quad h\nu_{kl} = E_k - E_l, \quad \dots, \quad h\nu_{n0} = E_n - E_0.$$

Энергия  $\alpha$ -частицы, выбрасываемой из ядра  $X$  при его распаде, будет наибольшей  $\varepsilon_{\alpha,0}$ , если образовавшееся дочернее ядро  $Y$  оказалось на наинизшем энергетическом уровне  $E_0$ . Если ядро  $Y$  оказалось на уровне  $E_i$ , то энергия вылетевшей  $\alpha$ -частицы будет меньше на величину  $E_i - E_0$ :

$$\varepsilon_{\alpha,i} = \varepsilon_{\alpha,0} - (E_i - E_0), \quad (60.2)$$

и соответственно меньшие пробеги  $R_i$  в веществе. Если ядро  $Y$  в свою очередь подвержено  $\alpha$ -распаду, то может оказаться, что оно будет распадаться непосредственно из возбужденного состояния  $E_i$ , не переходя предварительно в нормальное состояние  $E_0$ . В этом случае ядро  $Y$  испускать  $\gamma$ -кванта не будет, а избыток энергии

\*) Подобно электрону, заключенному в ящик, — см. § 48. Конечно, выделение  $\alpha$ -частицы в ядре как обособленного образования есть лишь грубое приближение.