

2. В настоящее время в природном уране содержится 99,28 % ^{238}U и 0,72 % ^{235}U . Вычислить возраст Земли t в предположении, что в момент образования Земли количества ^{238}U и ^{235}U были одинаковыми.

$$\text{Ответ. } t = \frac{\ln(N^{238}/N^{235})}{\lambda^{235} - \lambda^{238}} \approx \frac{1}{\lambda^{235}} \ln(N^{238}/N^{235}) \approx \tau^{235} \ln(N^{238}/N^{235}) = \\ = T_{1/2}^{235} \frac{\ln(N^{238}/N^{235})}{\ln 2} \approx 5,5 \cdot 10^9 \text{ лет.}$$

3. Период полураспада ^{234}U равен $T_{1/2}^{234} = 2,48 \cdot 10^5$ лет. Какое количество атомов ^{234}U осталось бы на Земле в настоящее время, если бы происходил только процесс радиоактивного распада этого элемента? Как объяснить, что в природном уране содержится примесь ^{234}U в количестве 0,055 %? Возраст Земли $t = 4,5 \cdot 10^9$ лет.

Ответ. $N = N_0 e^{-t/\tau} = N_0 e^{-t \ln 2/T_{1/2}} = N_0 \cdot 10^{-5460}$, где N_0 — количество атомов ^{234}U в момент образования Земли. Если даже предположить, что в этот момент Земля состояла только из ^{234}U , то и тогда на Земле уже давно не осталось бы ни одного атома ^{234}U . Изотоп ^{234}U существует на Земле благодаря α -распаду ^{238}U и β -распаду ^{234}Th и ^{234}Pa .

§ 73. Альфа-распад

1. Альфа-распад есть *самопроизвольный процесс* испускания ядрами α -частиц, в результате которого массовое число ядра A уменьшается на четыре, а зарядовое число Z уменьшается на два:



В настоящее время известно более двухсот α -активных ядер, из которых большинство получается искусственно.

Чтобы α -распад происходил, необходимо (по недостаточно), чтобы энергия связи исходного материнского ядра была меньше суммы энергий связи дочернего ядра и испускаемой α -частицы. При выполнении этого условия кинетическая энергия Q , выделяющаяся при α -распаде, определяется соотношением

$$Q = \mathcal{E}_{\text{св}}(A - 4, Z - 2) + \mathcal{E}_{\text{св}}(\alpha) - \mathcal{E}_{\text{св}}(Z, A). \quad (73.2)$$

В основном Q есть кинетическая энергия α -частицы, поскольку масса дочернего ядра всегда много больше массы α -частицы. Предполагается, конечно, что материнское ядро неподвижно.

Альфа-распад возможен только при $Q > 0$ и невозможен в противоположном случае. Возьмем в качестве примера изотопы урана ${}_{92}^{234}\text{U}$ и тория ${}_{90}^{230}\text{Th}$. Табличные значения энергий связи этих ядер равны соответственно $\mathcal{E}_{\text{св}}(92,234) = 1\,778\,630$ кэВ, $\mathcal{E}_{\text{св}}(90,230) = 1\,755\,190$ кэВ. Энергия связи α -частицы $U_{\text{св}}(\alpha) = 28\,296,10$ кэВ. По формуле (73.2) находим, что в процессе распада ядра ^{234}U на ядро ^{230}Th и α -частицу выделяется энергия $Q = 4856$ кэВ. Она положительна, а потому указанный процесс энергетически возможен. И действительно он идет: уран ^{234}U превращается в ^{230}Th с испусканием α -частицы. Кинетическая

энергия Q распределяется обратно пропорционально массам образовавшихся частиц: α -частица уносит энергию 4773, а ядро ^{230}Th — только 83 кэВ.

Условие $Q > 0$ можно представить в другой форме. Обозначим средние энергии связи, приходящиеся на один нуклон ядра, малыми буквами e . Тогда формула (73.2) преобразуется в

$$Q = (A - 4)e_{\text{д}} - Ae_{\text{м}} + 4e_{\alpha} = A(e_{\text{д}} - e_{\text{м}}) + 4(e_{\alpha} - e_{\text{д}}),$$

где индексы α , м, д относятся соответственно к α -частице, материнскому и дочернему ядрам. Условие $Q > 0$ приводится к виду

$$e_{\text{д}} - e_{\text{м}} > (4/A)(e_{\text{д}} - e_{\alpha}). \quad (73.3)$$

Для α -частицы $e_{\alpha} = \mathcal{E}_{\text{св}}(\alpha)/4 = 7074$ кэВ. В приведенном выше примере $e_{\text{м}} = 7601$ кэВ, $e_{\text{д}} = 7631$ кэВ, так что условие (73.3) выполняется.

Для всех ядер, если не считать самые легкие, энергия связи, приходящаяся на один нуклон, заметно превосходит e_{α} (это видно из только что приведенного примера). Поэтому для возможности α -распада необходимо выполнение условия $e_{\text{д}} > e_{\alpha}$, т. е. каждый нуклон в дочернем ядре должен быть в среднем связан более прочио, чем в материнском. С возрастанием массового числа средняя энергия связи, приходящаяся на один нуклон, должна убывать, и притом настолько быстро, чтобы выполнялось условие (73.3). Это действительно происходит, и причина этого в том, что с возрастанием Z увеличивается относительная роль кулоновского отталкивания, уменьшающего энергию связи ядра.

2. Характерной особенностью α -распада является очень сильная зависимость периода полураспада $T_{1/2}$ от энергии \mathcal{E}_{α} вылетающей α -частицы. Уменьшение \mathcal{E}_{α} всего на 1 % может увеличить период $T_{1/2}$ в 10 раз, а уменьшение \mathcal{E}_{α} на 10 % может увеличить $T_{1/2}$ на 2—3 порядка. Периоды полураспада α -активных ядер изменяются в широчайших пределах. Так, для изотопа свинца $^{204}_{82}\text{Pb}$ $T_{1/2} = 14 \cdot 10^{17}$ лет, а для изотопа радона $^{215}_{86}\text{Rn}$ $T_{1/2} = 10^{-6}$ с. Энергии же вылетающих α -частиц заключены в довольно узких пределах, а именно 4—9 МэВ для тяжелых ядер и 2—4,5 МэВ для ядер редкоземельных элементов.

Связь между величинами $T_{1/2}$ и \mathcal{E}_{α} была эмпирически установлена Гейгером и Неттоловым еще в 1911—1912 гг. и получила название *закона Гейгера — Неттоля*. Физический смысл этого закона был понят только после того, как к теории α -распада была применена квантовая механика (см. пункт 10). В современной форме закон Гейгера — Неттоля имеет вид

$$\lg T_{1/2} = C + D/\sqrt{\mathcal{E}_{\alpha}}, \quad (73.4)$$

где C и D — постоянные, не зависящие от A и слабо меняющиеся с изменением Z . Закон (73.4) хорошо подтверждается для четно-

четных ядер. Если $T_{1/2}$ измерять в секундах, а \mathcal{E}_α в мегаэлектропровольтах, то при некоторых Z для таких ядер величины C и D имеют значения, приведенные в табл. 10. Для нечетных ядер наблюдаются отступления от закона (73.4), иногда очень значительные. Отношение $T_{1/2}^{\text{эксп}}/T_{1/2}^{\text{расч}}$ изменяется от единицы до нескольких тысяч (см. пункт 14).

3. Чтобы выяснить, для каких элементов периодической системы возможна α -радиоактивность с энергетической точки зрения, представим графическую зависимость экспериментально найденной энергии Q α -распада от массового числа A . Рис. 127 дает такую зависимость для наиболее устойчивых (β -стабильных) изобаров, соответствующих рассматриваемому массовому числу A . Тонкие наклонные прямые линии позволяют приблизенно определить энергию α -распада, какой она должна была бы быть,

Таблица 10

Z	c	g
84	— 50,15	128,8
90	— 51,94	139,4
98	— 55,40	154,7

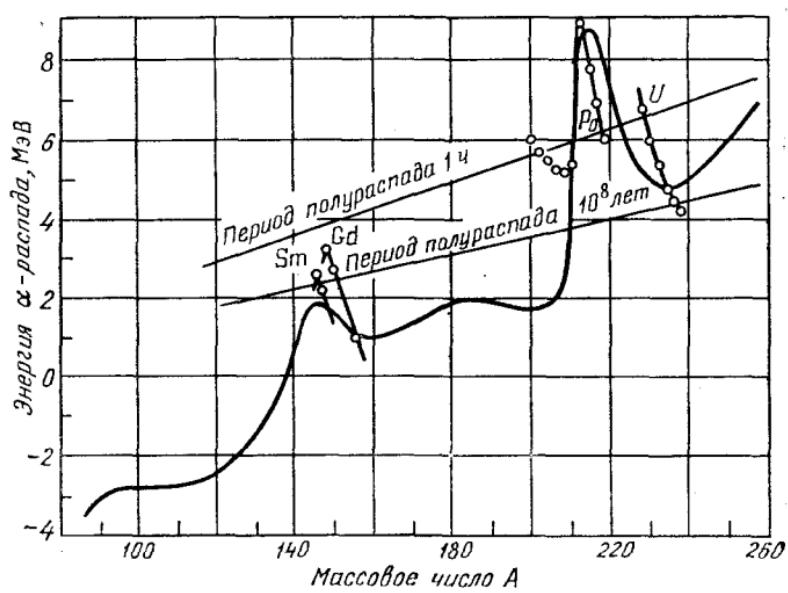


Рис. 127

если бы период полураспада составлял 1 час и 10^8 лет соответственно. Видно, что α -распад становится энергетически возможным только при $A \geq 140$. Далее, видно, что кривая имеет два резко выраженных максимума. В этих максимумах и их окрестностях, в соответствии с законом Гейгера — Неттоля, период полураспада минимальен. В остальных случаях период полураспада получается слишком большим и α -распад практически невозможен наблюдать. Один максимум лежит в области тяжелых элементов, другой — в области редкоземельных элементов. Для этих

элементов (в основном тяжелых) и наблюдается α -радиоактивность. Максимум в окрестности $A = 145$ связан с заполнением нейтронной оболочки до магического числа $N = A - Z = 82$, а максимум при $A = 215$ — с заполнением протонной оболочки до того же магического числа $Z = 82$. Заполненным оболочкам, как известно, соответствуют максимальные энергии связи, чем и объясняется происхождение максимумов на кривой рис. 127.

Более полные выводы можно получить, если рассмотреть дополнительные данные, относящиеся к энергии α -распада для различных изотопов одного и того же элемента. Это сделано на

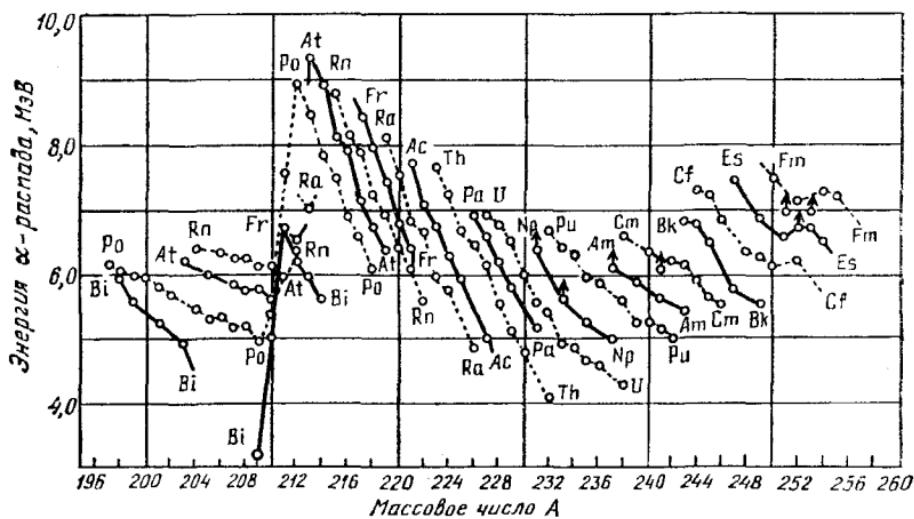


Рис. 128

рис. 128 для тяжелых элементов. Различные изотопы одного и того же элемента соединены поочередно сплошными и штриховыми линиями. Светлые точки с направленными вверх стрелками соответствуют случаям, когда энергия α -распада установлена недостаточно точно.

4. Уменьшение содержание нейтронов в ядре по сравнению с нормальным или равновесным (дефицит нейронов) способствует α -распаду, поскольку оно увеличивает относительную роль кулоновского отталкивания между протонами ядра. Противоположно действует относительный избыток нейтронов. Так, редкоземельный элемент гольмий имеет единственный стабильный изотоп ^{165}Ho , содержащий 98 нейтронов, тогда как его α -активные изотопы ^{152}Ho , ^{153}Ho , ^{154}Ho , ^{155}Ho нейтронодефицитны: в них числа нейтронов лежат между 85 и 88. Дефицит нейтронов в ядре может уменьшаться за счет процессов α -распада, позитронного β^+ -распада и e^- -захвата электронов электронной оболочки, которые часто конкурируют между собой. Примером могут служить упомянутые выше изотопы гольмия, в которых периоды

полураспада по отношению к этим трем процессам сравнимы между собой.

Для ядер, перегруженных нейtronами, в конкуренцию вступает электронный β^- -распад. Таким образом, приближение чисел протонов и нейtronов в ядре к их нормальным (равновесным) значениям может идти за счет всех упомянутых процессов: α -распада, β^\pm -распада и e -захвата. Если период полураспада одного из этих конкурирующих процессов отличается от других на много порядков, то часто практически удается наблюдать только наиболее быстро идущий процесс. Например, долгоживущий изотоп пептуния $^{237}_{93}\text{Np}$ α -активен с периодом полураспада $2 \cdot 10^6$ лет, у изотопов же ^{232}Np и ^{233}Np α -распад наблюдать не удается. В первом случае он подавлен позитронным распадом с периодом полураспада 13 мин, а во втором — электронным с периодом 2,3 дня.

5. У ядер, начиная с массового числа $A = 232$, к перечисленным типам радиоактивного распада присоединяется *спонтанное деление* (не смешивать с вынужденным делением). Этот процесс вначале идет очень медленно. Так, период полураспада по отношению к делению ядер для изотопа урана $^{238}_{92}\text{U}$ составляет $8 \cdot 10^{15}$ лет. Но с увеличением массового числа он быстро уменьшается. Для изотопа курчатовия $^{260}_{104}\text{Ku}$ период полураспада по отношению к спонтанному делению составляет десятые доли секунды. Спонтанное деление, по-видимому, и наложит предел на возможность получения новых трансураповых элементов.

6. Познакомимся теперь с главными чертами теории α -распада, основы которой были заложены в 1928 г. независимо друг от друга Г. А. Гамовым (1904—1968), с одной стороны, и Гёри (1899—1953) и Кондоном (1902—1974) — с другой. Введем упрощающее предположение, что α -частицы уже существуют внутри атомных ядер. При такой идеализации материнское ядро состоит из дочернего ядра и α -частицы. Эта идеализация, вероятно, не соответствует действительности. Скорее всего, α -частица образуется из протонов и нейtronов перед вылетом из ядра. Однако указанная идеализация приводит в основном к правильным результатам. Мы вернемся к этому вопросу в пункте 14.

На расстояниях от ядра, где практически перестают действовать ядерные силы, остается только кулоновское отталкивание и потенциальная функция U представляется формулой $U = zZe^2/r$, где Ze — заряд дочернего ядра, а ze — заряд α -частицы. Для α -частицы $z = 2$. Однако мы будем писать z вместо 2, чтобы учесть гипотетическую возможность вылета из ядра не только настоящих α -частиц, но и других образований из нуклонов, для которых $z \neq 2$. Но кулоновское отталкивание на малых расстояниях от ядра должно перейти в притяжение, обусловленное ядерными

силами, иначе α -частицы в ядре не могли бы удерживаться. Точный закон действия ядерных сил не известен. Известно только, что ядерные силы очень резко убывают с расстоянием. Поэтому для упрощения и самой возможности расчета потенциальная функция U аппроксимируется модельной. Считая ядро сферическим, можно предполагать, что U зависит только от расстояния r до центра дочернего ядра. Модельная функция $U(r)$ принимается равной

$$U(r) = \begin{cases} U_0 = \text{const} & \text{при } r < R, \\ zZe^2/r & \text{при } r > R, \end{cases} \quad (73.5)$$

где R — радиус дочернего ядра. Она представлена на рис. 129 жирной кривой, верхняя часть которой изображена пунктиром, чтобы отметить, что в переходной области левая часть кривой

$U(r)$ в действительности плавно переходит в кулоновскую часть, расположенную правее. Вертикально поднимающийся участок кривой при $r = R$ есть, конечно, идеализация. В действительности этот участок поднимается вверх очень круто, но не вертикально.

Кривая $U(r)$ представляет собой потенциальный барьер, который должна преодолеть α -частица, чтобы вылететь из ядра. Какова высота этого барьера, до каких расстояний можно применять закон Кулона — на эти вопросы, конечно, нельзя дать вполне точного ответа. Однако Резерфорд в 1927 г. установил,

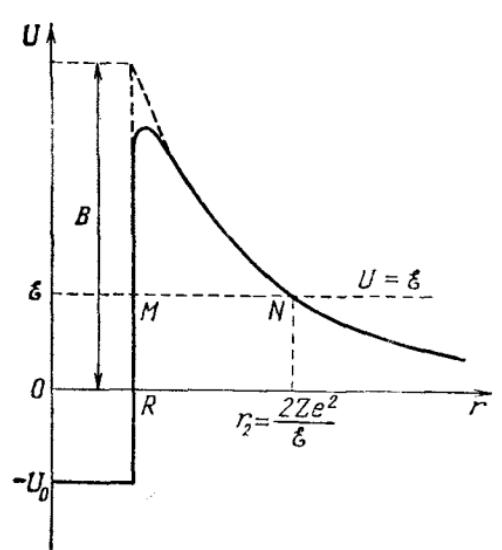


Рис. 129

что длиннопробежные α -частицы $^{212}_{84}\text{Po}$ (старое обозначение — ThC'), обладавшие энергией 8,8 МэВ, рассеиваются тяжелыми радиоактивными ядрами (испускающими α -частицы меньшей энергии) в соответствии с формулой (9.3), выведенной в предположении применимости закона Кулона. Никаких аномалий рассеяния, которые свидетельствовали бы о ядерных взаимодействиях α -частиц $^{212}_{84}\text{Po}$ с рассматриваемыми ядрами, не наблюдалось. Отсюда следует, что на всех расстояниях, до которых может сближаться α -частица $^{212}_{84}\text{Po}$ с рассеивающим ядром, действуют только кулоновские силы отталкивания, а высота кулоновского потенциального барьера во всяком случае не меньше 8,8 МэВ.

Высоту барьера B можно оценить по формуле

$$B = zZe^2/R, \quad (73.6)$$

в которую радиус ядра входит в первой степени. Поэтому формула мало чувствительна к изменениям R . Полагая $Z = 90$ и принимая для R (возможно, несколько завышенное) значение 10^{-12} см, получим $B \approx 26$ МэВ.

7. Отметим теперь парадокс, разрешить который классическая физика оказалась бессильной. Уран ^{238}U , например, испускает α -частицы с энергией 4,2 МэВ, а радий ^{226}Ra — с энергией 4,8 МэВ. Эти значения много меньше максимальной потенциальной энергии U_{\max} и во всяком случае меньше энергии α -частиц 8,8 МэВ, которые использовались в опытах Резерфорда. Так же обстоит дело с подавляющим числом α -активных ядер. Но для преодоления потенциального барьера полная энергия α -частицы по классическим представлениям должна быть не меньше U_{\max} . Энергия сохраняется. Поэтому после вылета из ядра кинетическая энергия α -частицы (а только таковой она и обладает на достаточно большом расстоянии от ядра) должна быть не меньше U_{\max} . В действительности же эта энергия много меньше.

Парадокс возникает потому, что к движению α -частицы внутри ядра и вблизи его границы были применены законы и понятия *классической механики*. А в этом случае так поступать нельзя. В самом деле, будем рассуждать классически и посмотрим, будет ли при этом выполняться принцип неопределенностей Гейзенберга. Характерная энергия α -частицы при α -распаде составляет 5 МэВ. В ядре ей соответствует классическая скорость $15 \cdot 10^8$ см/с и импульс 10^{-14} г · см/с. Глубина проникновения α -частицы внутрь барьера — порядка радиуса ядра, т. е. 10^{-12} см. Таким образом, $p_x \sim 10^{-26}$ г · см²/с. Произведение неопределенностей координаты и импульса $\Delta x \cdot \Delta p$ еще меньше. Оно порядка и, может быть, даже меньше постоянной Планка. Это указывает на неприменимость понятий и законов классической механики к движению α -частицы внутри ядра и вблизи его границ.

8. Теория α -распада должна строиться на основе *квантовой механики*, что и было сделано Г. А. Гамовым после того, как он на семинаре, руководимом Л. И. Мандельштамом, ознакомился с тогда еще не опубликованной работой Мандельштама и Леопольдова, в которой были заложены основы прохождения ψ -волн и связанных с ними частиц через потенциальный барьер (см. § 28). Как уже указывалось, независимо теория α -распада была разработана Гёрни и Кондоном.

Уточняя терминологию, мы в этом параграфе будем понимать под потенциальным барьером часть потенциальной кривой U , заключенную между классическими точками поворота M и N (рис. 129), в которых потенциальная функция U равна полной энергии частицы \mathcal{E} . Таким образом, внутри потенциального барьера

ра всюду $U > \mathcal{E}$. Часто говорят, что внутри барьера кинетическая энергия частицы отрицательна, а ее скорость чисто мнимая. Мы будем избегать подобных выражений, поскольку они физически бессмысленны и основаны на распространении классических соотношений и понятий на область пространства, где они неприменимы.

Суть дела была разъяснена в § 28 и заключается в следующем. Состояние частицы описывается волновой функцией ψ . Прохождение волны ψ через барьер есть детерминистический процесс, описываемый уравнением Шредингера. Для падающей волны область $U > \mathcal{E}$ представляет какое-то препятствие, по че-рез это препятствие волна может проходить, хотя и с некоторым ослаблением. Однако волновая функция ψ есть величина вспомогательная: все реально наблюдаемые величины связаны с ней вероятностными соотношениями. Поскольку функция ψ всюду отлична от пуля, существует конечная вероятность обнаружить частицу как внутри барьера, так и за его пределами. В этом смысле и говорят о заходе частицы в классически недостижимую область $U > \mathcal{E}$ и о прохождении ее через потенциальный барьер. При наличии такой области говорят о подбарьерном прохождении частицы или тунNELном эффекте, хотя эти термины и не совсем удачны, поскольку они могут породить неверное представление о прохождении частицы как детерминистическом процессе. В случае же, когда всюду $\mathcal{E} > U$, говорят о надбарьерном прохождении. Применяя такую терминологию, можно сказать, что α -распад есть подбарьерное прохождение частицы. Внутри барьера деление полной энергии \mathcal{E} на кинетическую и потенциальную лишено смысла. Но далеко за пределами атомного ядра движение α -частицы — классическое, а вся энергия ее — кинетическая.

Приближенная формула (28.17) была получена для плоского потенциального барьера из волнового уравнения Шредингера для стационарных состояний. Но если происходит α -распад, то состояние системы из дочернего ядра и α -частицы, строго говоря, не стационарно: имеется поток вероятности из центра ядра, не исчезающий на бесконечности. Поэтому формула (28.17) может быть справедлива только для достаточно медленных процессов, которые могут рассматриваться как приближенно стационарные. К таким процессам и относится α -распад. Для определения проницаемости барьера D сферическую поверхность ядра можно приблизенно считать плоской, заменив, однако, в формуле (28.17) пределы интегрирования x_1 и x_2 , соответствующие классическим точкам поворота, на $r_1 = R$ и $r_2 = zZe^2/\mathcal{E} = BR/\mathcal{E}$ (см. рис. 129). Дочернее ядро можно считать неподвижным, поскольку его масса значительно превосходит массу α -частицы. Чтобы получить вероятность распада в одну секунду λ (постоянную распада), проницаемость барьера D (28.17) надо умножить еще на предэкспоненциальный множитель v , учитывающий вероятность обрат-

зования α -частицы и ее появления на границе ядра. Таким путем получается формула

$$\lambda = v \exp \left[- \int_{r_1}^{r_2} \frac{2}{\hbar} \sqrt{2m(U - \mathcal{E})} dr \right]. \quad (73.7)$$

Наиболее трудности вызывает вычисление величины v . Однако для наиболее существенного понимания эту величину достаточно оценить грубо, так как постоянная распада λ зависит от нее несравненно слабее, чем от показателя экспоненты. Оценим v из классических соображений, как это делалось в первоначальных работах Гамова. Положим $v = v/R$, где v — средняя скорость α -частицы в ядре. При такой интерпретации v представляет собой приближение среднее число соударений, которые испытывает α -частица в одну секунду с поверхностью ядра. Скорость v приближенно оценим из соотношения неопределенностей $mv \cdot R \sim \hbar$. В результате получаем

$$\lambda = \frac{\hbar}{mR^2} \exp \left[- \frac{2}{\hbar} \int_{r_1}^{r_2} \sqrt{2m(U - \mathcal{E})} dr \right]. \quad (73.8)$$

Как и следовало ожидать, в классическом пределе ($\hbar \rightarrow 0$) формула (73.8) дает $\lambda = 0$, т. е. α -распад становится невозможным. К этому пределу вплотную приближается случай долгоживущих α -радиоактивных ядер.

В случае кулоновского барьера $U = zZe^2/r$. Здесь интеграл в (73.8) вычисляется подстановкой $2m(U - \mathcal{E}) = x^2$. В итоге находим

$$\lambda = \frac{\hbar}{mR^2} e^{-\gamma}, \quad (73.9)$$

где

$$\gamma = \frac{2R\sqrt{2mB}}{\hbar} \left(\sqrt{\frac{B}{\mathcal{E}}} \arccos \sqrt{\frac{\mathcal{E}}{B}} - \sqrt{1 - \frac{\mathcal{E}}{B}} \right), \quad (73.10)$$

$B = zZe^2/R$ — высота кулоновского барьера, \mathcal{E} — энергия α -частицы, вылетевшей из ядра (или значение потенциальной функции U в классических точках поворота, см. рис. 129).

9. В качестве примера произведем оценку постоянной распада λ для ^{238}U , полагая $Z = 90$, $R = 10^{-12}$ см, $\mathcal{E} = 4,2$ МэВ, $B = 26$ МэВ. При таких параметрах выражение в круглых скобках (73.10) равно 1,963. Далее,

$$\frac{2R\sqrt{2mB}}{\hbar} = \frac{2R\sqrt{2mc^2B}}{\hbar c} = \frac{2 \cdot 10^{-12} \sqrt{2 \cdot 4 \cdot 938 \cdot 26}}{1,973 \cdot 10^{-11}} = 44,78,$$

$$\gamma = 87,92; e^{-\gamma} = 6,59 \cdot 10^{-39}; \hbar/mR^2 = 1,157 \cdot 10^{20}; \lambda = 7,62 \cdot 10^{-19} \text{ с}^{-1};$$

$\tau = 1/\lambda = 131 \cdot 10^{16}$ с = $152 \cdot 10^{11}$ сут = $4,16 \cdot 10^{10}$ лет; $T_{1/2} = \tau / \ln 2 = 2,88 \cdot 10^{10}$ лет. Для урана ^{238}U экспериментальное значение периода полураспада $T_{1/2} = 4,56 \cdot 10^9$ лет. Это не так сильно отличается от вычисленного, если учесть известный произвол при выборе исходных значений параметров для расчета, а также грубо приближенный характер самой теории α -распада.

10. Из формулы (73.9) с учетом соотношения $\tau = 1/\lambda$ получается

$$\ln \tau = \gamma - \ln(\hbar/mR^2).$$

Если предположить, что $\mathcal{E}/B \ll 1$, то можно получить и приближенный закон Гейгера — Неттоля. В этом приближении

$$\sqrt{1 - \mathcal{E}/B} \approx 1, \quad \arccos \sqrt{\mathcal{E}/B} = \pi/2 - \arcsin \sqrt{\mathcal{E}/B} \approx \pi/2 - \sqrt{\mathcal{E}/B}.$$

Значит,

$$\ln \tau = \frac{2R}{\hbar} \sqrt{\frac{mB}{\mathcal{E}}} \left(\frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{B}{\mathcal{E}}} - 2 \right) - \ln \frac{\hbar}{mR^2},$$

или

$$\ln \tau = C' + D'/\sqrt{\mathcal{E}}, \quad (73.11)$$

где величины C' и D' слабо зависят от Z , а потому могут рассматриваться как постоянные. Но (73.11) есть лишь другая форма закона Гейгера — Неттоля. Этот закон объясняет, почему при изменении энергий α -частиц в узких пределах (например, вдвое) периоды полураспада меняются на много порядков (например, на 10—20). Но этот факт, конечно, следует и из общих формул (73.7) и (73.8), которые справедливы и без ограничения $\mathcal{E} \ll B$. Суть дела заключается в том, что в выражении (73.7) для показателя экспоненты γ малая величина \hbar стоит в знаменателе. С этим и связана узость диапазона, в котором могут меняться энергии α -частиц радиоактивных ядер. Из тяжелых ядер α -частицы с энергиами выше 9 МэВ вылетают практически мгновенно, тогда как при энергиях ниже 4 МэВ они живут в ядре настолько долго, что α -распад не удается зарегистрировать. Для редкоземельных α -активных ядер обе эти цифры снижаются из-за уменьшения радиуса ядра и высоты потенциального барьера.

11. Из формулы (73.9) видно, что постоянная распада λ сильно зависит от радиуса ядра, поскольку последний входит не только в предэкспоненциальный множитель, но и в показатель экспоненты $-\gamma$ (через высоту барьера B). Поэтому, используя формулы (73.9) и (73.10), из измерений λ и \mathcal{E} для α -распада можно довольно точно определить радиус ядра. Такая возможность сделается еще более ясной, если заметить, что спускающаяся вправо ветвь кривой для U на рис. 129 при заданном Z полностью определяется законом Кулона. Форма потенциального барьера однозначно задается положением левой вертикальной стенки, а она в свою очередь определяет радиус ядра. Получен-

ные таким путем значения радиусов ядер превышают на 20—30 % значения, находимые по рассеянию быстрых электронов. Объясняется это тем, что электроны подвергаются действию только электрически заряженных нуклонов, т. е. протонов, а нейтроны на них не действуют. Метод рассеяния позволяет поэтому определить размеры той области ядра, которая заполнена протонами. Методом же α -распада измеряется расстояние между центрами ядра и α -частицы, на котором перестают действовать ядерные силы. Поэтому этот метод дает радиус ядра, увеличенный на сумму радиуса α -частицы и радиуса действия ядерных сил.

12. Во всем изложенном выше предполагалось, что α -частица вылетает из ядра с нулевым орбитальным моментом импульса, т. е. в s -состоянии ($l = 0$). Допустим теперь, что $l \neq 0$. В классической физике орбитальный момент можно учесть, перейдя в систему отсчета, вращающуюся вместе с частицей, если к потенциальной функции добавить центробежную потенциальную энергию $U_{\text{цб}} = L^2/2mr^2$, где L — момент импульса. В квантовой механике можно поступить так же, но учесть квантование момента по формуле $L^2 = \hbar^2 l(l+1)$. Таким образом, следует положить

$$U = U_{\text{кул}} + U_{\text{цб}} = \frac{zZe^2}{r} + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2mr^2}.$$

Центробежный барьер создается центробежной силой, а эта сила стремится удалить α -частицу от ядра. Казалось бы, что она способствует α -распаду. Но такое заключение было бы правильным, если бы происходил *надбарьерный* процесс. Для *подбарьерного* процесса, каковым является α -распад, все происходит наоборот. Центробежная сила *повышает* потенциальный барьер и *увеличивает* его ширину, т. е. она *уменьшает* постоянную распада λ и *увеличивает* период полураспада $T_{1/2}$.

Однако влияние центробежного барьера не может быть очень значительным. Действительно, момент L α -частицы в ядре по порядку величины можно оценить из соотношения неопределенностей $mvR \sim \hbar$ или $|L| \sim \hbar$, так что l может быть не больше нескольких единиц, например $l < 5$. В максимуме

$$U_{\text{цб}} = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2mR^2} = \frac{\hbar^2 c^2 l(l+1)}{2mc^2 R^2} < \frac{(1,973)^2 \cdot 5 \cdot 6 \cdot 10^{-22}}{2 \cdot 4 \cdot 938 \cdot 10^{-24}} \approx 1,5 \text{ МэВ},$$

что почти в 20 раз меньше высоты кулоновского барьера для ядер с $Z \approx 90$ (см. пункт 6). Кроме того, центробежная энергия быстрее убывает с расстоянием, чем кулоновская (соответственно как $1/r^2$ и $1/r$). Ее наличие мало меняет форму потенциальной кривой $U_{\text{кул}}(r)$. Поэтому центробежный барьер, как правило, не меняет порядок величины периода полураспада $T_{1/2}$. В крайнем случае он увеличивает его на порядок.

13. Атомное ядро представляет собой связанный систему, а потому энергетические уровни его дискретны. При испускании

α -частицы из материнского ядра, находившегося в определенном энергетическом состоянии, возникает дочернее ядро также в определенном энергетическом состоянии. Разность энергий этих ядер уносится α -частицей и дочерним ядром (ядром отдачи). Если бы переход совершился из основного состояния материнского ядра в основное состояние дочернего ядра, то получилась бы α -частица только одной строго определенной энергии. Поскольку пробег α -частицы определяется ее энергией, то в камере Вильсона, казалось бы, должны получаться треки α -частиц одной и той же длины. Однако, как правило, длина треков α -частиц при распаде ядер одного и того же сорта, а следовательно, и их энергия оказываются различными. Это явление получило название *тонкой структуры α -распада*. Это явление заключается в том, что паряду с основными α -частицами наблюдаются частицы меньших, но очень близких энергий. Такие частицы возникают при переходе материнского ядра из основного состояния в возбужденные состояния дочернего ядра. Однако переходы на высокие уровни возбужденного дочернего ядра порождают α -частицы низких энергий, а потому в соответствии с законом Гейгера — Неттоля они маловероятны. По этой причине тонкая структура α -спектра, как правило, связана с переходами на возбужденные уровни несферических дочерних ядер. У таких ядер имеются уровни с небольшими энергиями возбуждения, возникающие из-за вращения ядер. Переходы на такие уровни и порождают α -частицы с близкими энергиями, которые в соответствии с законом Гейгера — Неттоля должны происходить с вероятностями, сравнимыми с вероятностями переходов в основное состояние. Поэтому-то тонкая структура α -спектров встречается довольно часто.

У некоторых α -активных ядер при α -распаде могут возникать *длиннопробежные α -частицы*, энергии которых больше энергий основных α -частиц. Примером могут служить длиннопробежные α -частицы, испускаемые ядрами изотопов полония $^{212}_{84}\text{Po}(\text{ThC}')$ и $^{214}_{84}\text{Po}(\text{RaC}'')$. Длиннопробежные α -частицы возникают при переходах из возбужденных состояний материнского ядра в основные (или близкие к ним вращательные) состояния дочернего ядра. Но возбуждение материнского ядра может быть снято не только в результате испускания длиннопробежных α -частиц, но и в результате испускания γ -квантов. Последний процесс идет со значительно *большей* вероятностью, чем первый. Поэтому испускание длиннопробежных α -частиц наблюдается довольно редко.

14. Как уже указывалось (см. пункт 6), изложенная теория α -распада, приводящая к формуле (73.7), предполагает, что α -частица *уже существует* в ядре. Теория приближенно рассчитывает только вероятность выхода α -частицы из ядра. На самом деле этому процессу предшествует *образование* α -частицы в ядре из составляющих ее нуклонов — двух протонов и двух нейтронов.

Учет этого обстоятельства, а также рассмотрение поведения образовавшейся α -частицы внутри ядра потребовали бы подробного рассмотрения физических процессов, происходящих внутри ядра, чего изложенная теория совсем не делает. Однако несомненно, что вероятностный процесс выхода α -частицы из ядра теория описывает правильно. Поэтому и в более полной теории формула (73.7) должна сохраниться, по в ней должно быть выяснено происхождение предэкспоненциального множителя v и дано его количественное выражение. Этого еще не сделано, хотя множитель v оценивался и с другой точки зрения, отличной от той, которая была принята Гамовым.

В свете сделанного замечания не приходится удивляться, что α -распады разделяются на *облегченные* и *необлегченные*. Облегченным называется α -распад, для которого достаточно хорошо выполняется формула (73.8). Если же реальный период полу-распада превышает рассчитанный по этой формуле более чем на порядок (наблюдаются отклонения примерно на два-три порядка), то процесс называется необлегченным (ср. с изложенным в пункте 2). Причин возникновения необлегченных распадов мы касаться не будем, поскольку этот вопрос выяснен еще недостаточно, хотя и имеются качественные соображения относительно указанных причин. Отметим только, что облегченные распады обычно происходят в четно-четных ядрах, а необлегченные — в нечетно-четных и нечетно-нечетных.

§ 74. Бета-распад

1. *Бета-распад* есть самопроизвольный процесс, в котором нестабильное ядро ${}^A_Z X$ превращается в ядро-изобар ${}^A_{Z+1} X$ или ${}^A_{Z-1} X$. Копечным результатом этого процесса является превращение в ядре нейтрона в протон или протона в нейтрон. Можно сказать, что β -распад есть не внутриядерный, а *внутринуклонный* процесс. При нем, следовательно, происходят более глубокие изменения вещества, чем при α -превращении. Поэтому и его теория более сложна и разработана с меньшей полнотой, чем теория α -распада.

Различают три вида β -распада:

1) *электронный* β^- -распад, в котором ядро испускает электрон, а потому зарядовое число Z увеличивается на единицу;

2) *позитронный* β^+ -распад, в котором ядро испускает позитрон и по этой причине его зарядовое число уменьшается на единицу;

3) *электронный захват* (*e-захват*), в котором ядро поглощает один из электронов электронной оболочки, а потому зарядовое число уменьшается на единицу. Обычно электрон поглощается из K -слоя атома, поскольку этот слой ближе всего находится от ядра. В этом случае *e-захват* называют также *K-захватом*. Электрон может поглощаться и из L - или M -слоя и т. д., но эти про-