

когда период полураспада исходных ядер 1 намного превосходит периоды полураспадов остальных ядер:

$$T_{1/2}^{(1)} \gg T_{1/2}^{(2)}, T_{1/2}^{(3)}, T_{1/2}^{(4)}, \dots$$

Примером может служить существующий в естественных условиях изотоп урана ${}_{92}\text{U}^{238}$, превращающийся в изотоп свинца ${}_{82}\text{Pb}^{206}$ в результате 14 последовательных распадов. Период полураспада ${}_{92}\text{U}^{238}$ равен $4,5 \cdot 10^9$ лет, а периоды полураспадов промежуточных ядер-продуктов варьируются от долей секунды до сотен тысяч лет.

При вековом равновесии двух последовательных распадов в числителе правой части (6.26) можно пренебречь малой величиной λ_1 , что приведет к простому соотношению

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{\lambda_2}{\lambda_1} = \frac{T_{1/2}^{(1)}}{T_{1/2}^{(2)}} \quad (T_1 \gg T_2).$$

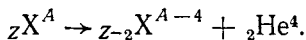
Можно показать, что и для большего числа последовательных распадов после установления векового равновесия количество ядер каждого изотопа будет пропорционально периоду полураспада этого изотопа:

$$N_1 : N_2 : N_3 : \dots = T_{1/2}^{(1)} : T_{1/2}^{(2)} : T_{1/2}^{(3)} : \dots \quad (6.27)$$

Например, одним из промежуточных продуктов распада только что упомянутого изотопа ${}_{92}\text{U}^{238}$ является изотоп радия ${}_{88}\text{Ra}^{226}$, имеющий период полураспада $T_{1/2}(\text{Ra}) = 1,62 \cdot 10^3$ лет. Отношение $T_{1/2}(\text{Ra})$ к $T_{1/2}(\text{U})$ составляет $3,4 \cdot 10^{-7}$, поэтому в одном грамме природного урана содержится $3,4 \cdot 10^{-7}$ г радия.

§ 3. Альфа-распад

1. Явление α -распада состоит в том, что тяжелые ядра самопроизвольно испускают α -частицы. При этом массовое число ядра уменьшается на четыре единицы, а атомный номер — на две:



Исходное ядро ${}_Z\text{X}^A$ часто называется *материнским*, а получающееся после распада ядро ${}_{Z-2}\text{X}^{A-4}$ — *дочерним*. Основными характеристиками α -распада, как и всякого радиоактивного процесса, является область ядер, у которых наблюдается распад, а также периоды полураспада ядер и энергии вылетающих α -частиц.

Перечислим характерные эмпирические особенности α -распада:

а) Альфа-распад идет только для тяжелых ядер. Известно более двухсот α -активных ядер. Как видно из таблицы изотопов (приложение III), почти все эти ядра относятся к самому концу периодической системы ядер и имеют $Z > 83$, т. е. не менее двух протонов сверх замкнутой оболочки, соответствующей магическому числу

$Z = 82$ (см. гл. III, § 4). Так, таллий ($Z = 81$) не имеет ни одного α -активного изотопа, свинец ($Z = 82$) имеет два, висмут ($Z = 83$) — девять, а полоний — не менее двадцати одного. Есть основания считать, что у тех ядер с $Z > 83$, у которых α -активность не обнаружена, она все же существует, но подавлена другими механизмами распада.

Существует еще небольшая группа α -активных ядер в области редких земель, т. е. при $A = 140$ — 160 . Самым легким из этих (и вообще из всех α -активных) ядер является изотоп церия ${}_{58}\text{Ce}^{142}$, содержащий 84 нейтрона. Интересно, что по 84 нейтрона имеют целых семь других изотопов этой группы, а у остальных изотопов число нейтронов немного превышает 84. Объяснение закономерностей расположения α -активных изотопов мы дадим в п. 2. Для полноты отметим, что существует еще один необычайно легкий α -активный изотоп бериллия ${}_{4}\text{Be}^8$, живущий лишь $3 \cdot 10^{-16}$ с. Однако согласно принятой в § 1, п. 3 классификации здесь мы имеем дело не с радиоактивностью, а с распадом составного ядра. Физика распада ${}_{4}\text{Be}^8$ также не имеет ничего общего с распадами тяжелых α -активных ядер.

б) Периоды полураспадов α -активных ядер варьируются в широчайших пределах. Так, изотоп свинца ${}_{82}\text{Pb}^{204}$ имеет $T_{1/2} = 1,4 \cdot 10^{17}$ лет, а изотоп инертного радиоактивного газа радона ${}_{86}\text{Rn}^{215}$ имеет $T_{1/2} = 10^{-6}$ с. С другой стороны, энергии вылетающих α -частиц заключены в довольно жестких пределах, а именно 4—9 МэВ для тяжелых ядер и 2—4,5 МэВ для ядер в области редких земель. На рис. 6.4 приведены графики зависимости энергии α -частиц от массового числа для различных изотопов одного и того же элемента. Бросаются в глаза характерные изломы в области $A = 210$.

Пожалуй, самым ярким и удивительным свойством α -распада является очень сильная зависимость периода полураспада от энергии вылетающих частиц. Уменьшение энергии на 1% может увеличить период полураспада в 10 раз, а уменьшение энергии на 10% изменяет $T_{1/2}$ на 2—3 порядка. Еще в такие древнейшие (для ядерной физики) времена, как 1911—1922 гг., для связи периода полураспада $T_{1/2}$ с энергией вылетающих α -частиц был установлен эмпирический закон Гейгера — Неттола, выражающийся соотношением

$$\log T_{1/2} = C + D/\sqrt{E}, \quad (6.28)$$

где C, D — константы, не зависящие от A и слабо зависящие от Z . Так, если логарифмы — десятичные, а энергия измеряется в МэВ, то в (6.28), например,

для $Z = 84$ будет $C = -50,15$, $D = 128,8$,

для $Z = 90$ будет $C = -51,94$, $D = 139,4$.

Закон (6.28) особенно хорошо выполняется для четно-четных ядер. Объяснению столь сильной зависимости $T_{1/2}$ от E будет посвящен п. 3.

в) Альфа-частицы, вылетающие из ядер определенного сорта, имеют, как правило, одну и ту же определенную энергию. Более прецизионные измерения показывают, однако, что спектр вылетающих α -частиц обычно имеет тонкую структуру, т. е. состоит из нескольких близких друг к другу энергий. Эта тонкая структура и смежные с ней вопросы будут обсуждены в п. 4.

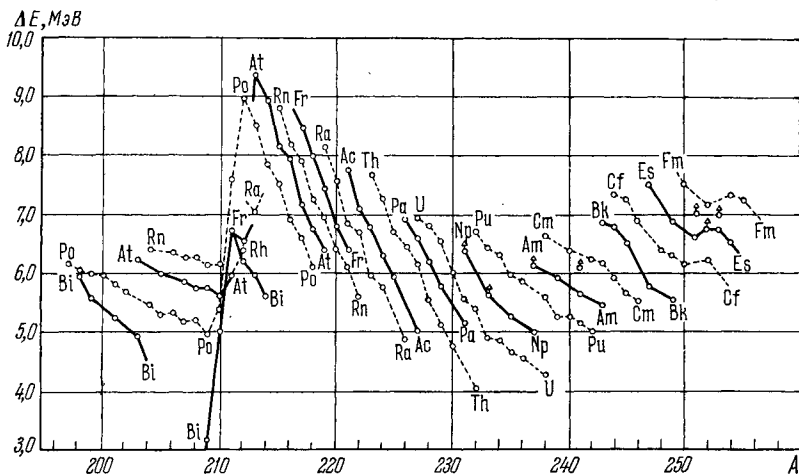


Рис. 6.4. Энергия ΔE испускаемых α -частиц в зависимости от массового числа α -радиоактивного ядра.

Кружочки — экспериментальные данные; точки, принадлежащие изотопам одного элемента, соединены линиями.

2. Для того чтобы α -распад шел, необходимо (но не достаточно, см. п. 3), чтобы он был энергетически возможен, т. е. чтобы энергия связи исходного материнского ядра была меньше суммы энергий связи дочернего ядра и α -частицы. Общая энергия ΔE , выделяющаяся при α -распаде, выражается через энергии связи $E_{A, Z}$, $E_{A-4, Z-2}$, E_{α} соответственно материнского, дочернего ядер и α -частицы следующим образом:

$$\Delta E = E_{A-4, Z-2} + E_{\alpha} - E_{A, Z}.$$

Распад запрещен при $\Delta E < 0$ и энергетически возможен при $\Delta E > 0$. Энергия связи α -частицы равна 28 МэВ, т. е. 7 МэВ на нуклон. Поэтому распад ядра становится энергетически допустимым лишь тогда, когда энергия связи на нуклон становится меньше 7 МэВ. Очевидно, что для средних ядер (см. гл. II, § 3) α -распад идти не

может, так как их энергия связи на нуклон равна примерно 8 МэВ. Для тяжелых ядер удельная энергия связи снижается за счет повышения роли кулоновского отталкивания протонов, и распад становится энергетически возможным. Расчет по полуэмпирической формуле (2.8) для энергий связи ядер показывает, что удельная энергия связи становится равной 7 МэВ/нуклон примерно в области $A = 190$. Не надо забывать, однако, что полуэмпирическая формула дает лишь осредненную зависимость $E_{св}$ от A и Z . Для $E_{св}$ индивидуальных ядер возможны отклонения от этих средних значений

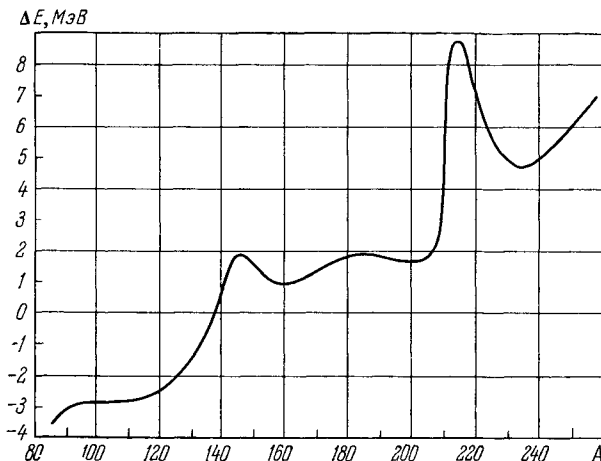


Рис. 6.5. Зависимость энергии α -распада от массового числа A .

в обе стороны. Для точного определения области значений A и Z ядер, для которых энергетически возможен α -распад, надо воспользоваться экспериментальными данными об энергиях связи (или, что то же самое, о дефектах масс) ядер. График опытных значений ΔE приведен на рис. 6.5. Из этого графика видно, что распад становится возможным, начиная с $A = 140$. Видно также, что в областях $A = 140$ и $A = 210$ величина ΔE имеет отчетливые максимумы, которые объясняются в оболочечной модели ядра (гл. III, § 4). Максимум при $A = 140$ связан с заполнением нейтронной оболочки до магического числа $N = A - Z = 82$, а максимум при $A = 210$ связан с заполнением протонной оболочки при $Z = 82$. Значение энергии ΔE понижено, когда материнское ядро имеет замкнутую оболочку, и повышено, когда замкнутую оболочку имеет дочернее ядро. Именно за счет такого оболочечного эффекта первая, редкоземельная область α -активных ядер начинается с $N = 84 = 82 + 2$, а тяжелые α -активные ядра становятся особенно многочисленными, начиная с $Z = 84$.

Альфа-распаду, очевидно, способствует увеличение процента протонов в ядре, повышающее относительную роль кулоновской энергии. Поэтому в области редких земель большинство α -активных ядер — нейтронно-дефицитные, т. е. содержащие число нейтронов, меньшее равновесного. Например, у редкоземельного элемента гольмия единственный стабильный изотоп ${}_{67}\text{Ho}^{165}$ содержит 98 нейтронов, а его α -активные изотопы ${}_{67}\text{Ho}^{151}$, ${}_{67}\text{Ho}^{152}$, ${}_{167}\text{Ho}^{155}$ содержат от 84 до 88 нейтронов. Нейтронно-дефицитные ядра обычно стремятся выровнять соотношение между протонами и нейтронами путем процессов позитронного β -распада и электронного захвата (см. § 3). Эти процессы часто конкурируют с α -распадом. Примером могут служить только что упомянувшиеся изотопы гольмия, в которых времена жизни по отношению к α -распаду и позитронному распаду сравнимы между собой. Если же периоды полураспадов по отношению к различным процессам различаются на много порядков, то практически обычно удается наблюдать только быстро идущий распад. Именно из-за конкуренции с другими типами распадов α -распад наблюдается не у всех тяжелых ядер с $A > 210$. Эти ограничивающие область α -активных ядер конкурирующие процессы таковы. Для нейтронно-дефицитных ядер, как мы уже говорили, α -распад может подавляться позитронным распадом и электронным захватом. Для ядер, перегруженных нейтронами, основным может быть процесс электронного β -распада. Например, наиболее долгоживущий изотоп трансуранового элемента нептуния ${}_{93}\text{Np}^{237}$ α -активен и имеет период полураспада $2 \cdot 10^6$ лет. У нейтронно-дефицитного изотопа ${}_{93}\text{Np}^{232}$ α -распад наблюдать не удастся, потому что этот изотоп претерпевает позитронный распад с периодом 13 минут. Точно так же не наблюдался α -распад у перегруженного нейтронами изотопа ${}_{93}\text{Np}^{239}$. Этот изотоп подвержен электронному β -распаду с периодом 2,3 дня.

Начиная с массового числа 232, у тяжелых ядер вступает в конкуренцию новый процесс распада — *спонтанное деление* *). Сначала периоды полураспада по отношению к спонтанному делению очень велики. Так, для легчайшего из известных спонтанно делящихся ядер изотопа урана ${}_{92}\text{U}^{232}$ период полураспада по отношению к спонтанному делению равен $8 \cdot 10^{13}$ лет, а по отношению к α -распаду — 74 года. Однако для более тяжелых ядер периоды полураспада по отношению к спонтанному делению уменьшаются. Так, у изотопа калифорния ${}_{98}\text{Cf}^{252}$ этот период равен 66 годам, а период полураспада по отношению к испусканию α -частицы 2,5 года, т. е. всего на порядок меньше. У одного из последних искусственных изотопов — элемента курчатовия (массовое число 260, атомный номер 104) — период полураспада по отношению к спонтанному делению равня-

*) Не путать с рассматриваемым в гл. XI процессом деления под действием нейтронов,

ется 0,3 с. Есть основания считать, что именно мгновенное спонтанное деление, а не α -распад положит границу возможностям получения новых трансурановых элементов.

3. Перейдем к объяснению исключительно сильной зависимости периода полураспада от энергии вылетающих α -частиц. Здесь мы сталкиваемся с одним из фундаментальных отличий квантовой механики микромира от классической механики макротел. В классической теории процесс может быть выгодным энергетически, разрешенным всеми законами сохранения и все-таки не идти. Так, например, вода из стоящего на столе стакана не выливается на пол,

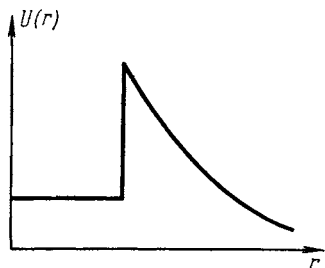


Рис. 6.6. Потенциальная энергия α -частицы как функция расстояния от центра ядра.

хотя энергетически это явно выгодно. В квантовом микромире это не так. Если бы стакан с водой можно было уменьшить в миллион миллиардов раз, то вода быстро бы оказалась на полу. *В микромире любой процесс, разрешенный законами сохранения, обязательно идет.* В гл. VII мы увидим, что этот принцип играет сейчас руководящую роль в теории элементарных частиц. Проследим, как он проявляется в α -распаде. Прежде всего покажем, что α -распад происходит в таких условиях, когда по законам класси-

ческой неквантовой теории он невозможен. Для этого рассмотрим график потенциальной энергии α -частицы в ядре и его окрестности (рис. 6.6). Вне ядра короткодействующие ядерные силы быстро обращаются в нуль, и на α -частицу действует только электростатическое кулоновское отталкивание, потенциал которого

$$U_{\text{кулон}} = 2e^2Z/r.$$

На границе ядра вступает в игру мощное притяжение, обусловленное ядерными силами, и потенциальная кривая резко, почти вертикально, уходит вниз. Точная форма потенциала внутри ядра неизвестна. Более того, внутри ядра α -частица может разваливаться, так что материнское ядро, строго говоря, следует рассматривать не как совокупность дочернего ядра и α -частицы, а как сплошную систему из многих нуклонов. Однако для рассмотрения главных черт явления α -распада, как мы увидим дальше, можно считать, что α -частица существует и внутри ядра. Потенциал внутри ядра можно считать примерно постоянным и немного меньшим энергии вылетающих α -частиц, так как согласно соотношению неопределенностей скорость, а следовательно, и кинетическая энергия частицы внутри ядра не могут равняться нулю. В результате мы получаем для потенциала кривую, изображенную на рис. 6.6. Область под кулоновским потенциалом вне ядра является потенциальным барьером,

Максимальное значение потенциальной энергии называется *высотой барьера*. Оценим высоту барьера для тяжелого ядра, взяв $R = 10^{-12}$ см, $Z = 100$; тогда

$$U_{\text{барьер}} = \frac{2 \cdot Ze^2}{R} \approx 30 \text{ МэВ.} \quad (6.29)$$

Уточнение оценки не может сильно изменить эту цифру, поскольку энергия $U_{\text{барьер}}$ слабо изменяется при варьировании R в (6.29) в пределах границы ядра. Реальная высота барьера может оказаться равной 25 МэВ, но уже, скажем, 20 МэВ получиться не может. С другой стороны, как мы уже говорили в п. 1, реальные энергии α -частиц, вылетающих из тяжелых ядер, заключены в интервале от 4 до 9 МэВ, т. е. намного меньше высоты барьера. Поэтому согласно классической механике α -распад невозможен по тем же самым причинам, по которым вода сама не выливается из стоящего стакана (в последнем случае барьером является стенка стакана).

Проследим теперь за прохождением через барьер квантовой частицы. Для простоты рассмотрим одномерное движение с барьером прямоугольной формы ширины d (рис. 6.7). Состояние квантовой частицы описывается волновой функцией $\Psi(r)$, удовлетворяющей уравнению Шредингера (1.35):

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\Psi}{dr^2} + U(r)\Psi = 0.$$

Нам нужно найти такое решение этого уравнения, которое описывает прохождение частицы через барьер. Искомое решение должно иметь вид распространяющейся вправо плоской волны Ae^{ikr} в области $r > d$ и суммы падающей на барьер и отраженной от барьера волн (падающие и отраженные частицы) в области $r < 0$:

$$\Psi(r) = \begin{cases} Ae^{ikr}, & r > d, \\ e^{ikr} + Be^{-ikr}, & r < 0. \end{cases} \quad (6.30)$$

Внутри барьера волновая функция имеет вид

$$\Psi(r) = Ce^{\kappa r} + Ee^{-\kappa r}, \quad \kappa = \sqrt{2m/\hbar^2 (U - E)}.$$

Коэффициент прохождения D через барьер определяется как отношение интенсивности прошедшей через барьер волны к интенсивности падающей волны, т. е. $D = |A|^2$.

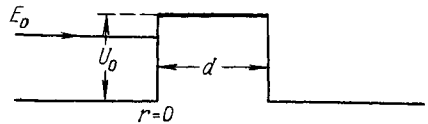


Рис. 6.7. Пример потенциального барьера для налетающей частицы.

Классическая частица с энергией E_0 , меньшей высоты барьера U_0 , не может проникнуть в область справа от барьера, квантовая — может.

Условие непрерывности функции $\Psi(r)$ и ее производной в точках $r = 0, d$ приводит к следующей системе уравнений для определения коэффициентов A, B, C, E :

$$\begin{aligned} Ae^{ikd} &= Ce^{-\kappa d} + Ee^{\kappa d}, \\ C + E &= 1 + B, \\ ike^{ikd}A &= \kappa(Ee^{\kappa d} - Ce^{-\kappa d}), \\ \kappa(E - C) &= ik(1 - B). \end{aligned}$$

Из этой системы находим, что

$$D = \frac{1}{1 + (k_0^2/2\kappa\kappa)^2 \operatorname{sh}^2 \kappa d}, \quad k_0^2 = \frac{2m}{\hbar^2} U_0. \quad (6.31)$$

В наиболее типичном случае $\kappa d \gg 1$

$$D = \frac{16k^2\kappa^2}{k_0^4} e^{-2\kappa d} \approx \exp \left[-2 \int_0^d \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} (U - E)} dr \right]. \quad (6.32)$$

Мы пренебрегли несущественным предэкспоненциальным множителем и воспользовались равенством

$$\kappa d = \int_0^d \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} (U - E)} dr.$$

Можно показать, что для барьера произвольной формы коэффициент прохождения D имеет вид

$$D = \exp \left(-\frac{2}{\hbar} \int \sqrt{2M(U(r) - E)} dr \right), \quad (6.33)$$

где пределами интегрирования являются границы барьера, т. е. той области, в которой кинетическая энергия отрицательна. Для того чтобы связать коэффициент прохождения с постоянной распада λ , надо его помножить на вероятность того, что α -частица окажется на границе ядра. Грубую оценку этой вероятности можно получить, заметив, что если α -частица в ядре радиуса R имеет скорость v , то она будет подходить к границе в среднем v/R раз в секунду. Отсюда для постоянной распада получаем выражение

$$\lambda = \frac{v}{R} \exp \left(-\frac{2}{\hbar} \int \sqrt{2M(U(r) - E)} dr \right). \quad (6.34)$$

Скорость v можно оценить из соотношения неопределенностей импульс-координата, согласно которому для скорости получается оценка $v = \hbar/MR$, где M — масса α -частицы.

Грубость оценки предэкспоненциального множителя не очень существенна, потому что постоянная распада зависит от него несравненно слабее, чем от показателя экспоненты. Возможные уточнения формулы (6.34) будут рассмотрены ниже в п. 5.

Главной чертой формулы (6.34) является то, что в ней *постоянная Планка \hbar стоит в знаменателе экспоненты*. При переходе к классике, т. е. при $\hbar \rightarrow 0$, будет $D \rightarrow 0$, $\lambda \rightarrow 0$, $T_{1/2} \rightarrow \infty$, так что распад становится невозможным. Если система близка к классической, то период полураспада становится чрезвычайно большим. Именно эта ситуация и встречается в α -распаде. Чтобы убедиться в этом, оценим $T_{1/2}$ по формуле (6.34) в приближении прямоугольного барьера, положив $U - E = 20$ МэВ, $d = 2 \cdot 10^{-12}$ см. Показатель экспоненты в этом случае по абсолютной величине равен

$$\frac{2}{\hbar} \sqrt{2M(U-E)} d \approx 84,$$

так что для коэффициента прохождения получим $D = e^{-84} \approx 10^{-36}$. Предэкспоненциальный множитель равен

$$\frac{\hbar}{MR^2} = \frac{10^{-27}}{7 \cdot 10^{-21} \cdot 10^{-24}} \approx 10^{20}.$$

Отсюда для периода полураспада согласно (6.5), (6.34) получается значение

$$T_{1/2} \approx \frac{1}{\lambda} = \frac{MR^2}{\hbar D} = 10^{16} \text{ с} \approx 10^9 \text{ лет.}$$

Это вполне разумная цифра, примерно равная периоду полураспада ${}_{92}\text{U}^{238}$. Для сравнения вычислим вероятность для шарика весом в 1 г преодолеть порог высотой 0,1 мм и такой же толщины (чуть выступающее лезвие безопасной бритвы). Здесь для показателя экспоненты получается значение

$$\frac{2}{\hbar} \sqrt{2Mg\hbar d} = 10^{26},$$

так что коэффициент прохождения D оказывается равным $e^{-10^{26}}$. Для кулоновской потенциальной энергии интеграл в (6.34) может быть вычислен точно. Мы не будем проводить выкладку, а лишь укажем, что из результата при $E \ll U_{\text{барьер}}$ прямо следует закон Гейгера — Неттола (6.28).

Из формулы (6.34) видно, что период полураспада сильно зависит от радиуса ядра, поскольку радиус R входит не только в предэкспоненциальный множитель, но и в показатель, как предел интегрирования. Поэтому из данных по α -распаду можно довольно точно определять радиусы ядер. Полученные таким путем радиусы оказываются на 20—30% больше найденных в опытах по рассеянию электронов (см. гл. II, § 6). Это различие связано с тем, что в опытах с быстрыми электронами измеряется радиус распределения нуклонов (точнее, протонов) в ядре, а в α -распаде измеряется то расстояние между центрами ядра и α -частицы, на котором перестают действовать ядерные силы. Поэтому измерения по α -распаду фактически дают радиус ядра плюс радиус α -частицы плюс радиус действия ядерных сил.

4. Наличие очень малой величины — постоянной Планка в показателе экспоненты (6.34) объясняет сильную зависимость периода полураспада от энергии. Даже небольшое изменение энергии приводит к значительному изменению показателя и тем самым к очень резкому изменению λ , т. е. периода полураспада. Именно поэтому энергии вылетающих α -частиц жестко ограничены. Для тяжелых ядер α -частицы с энергиями выше 9 МэВ вылетают практически мгновенно, а с энергиями ниже 4 МэВ живут в ядре так долго, что распад не удается зарегистрировать. Для редкоземельных α -активных ядер обе цифры снижаются за счет уменьшения радиуса и высоты барьера.

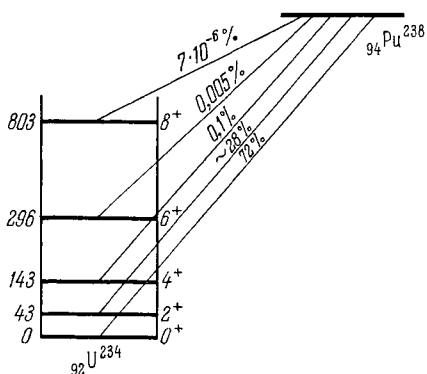


Рис. 6.8. Схема α -распада ядра плутония ${}_{94}\text{Pu}^{238}$.

Цифры слева — энергии уровней ${}_{92}\text{U}^{234}$ в кэВ, цифры справа — спины и четности уровней. Цифры над косыми линиями — относительные вероятности переходов.

При радиоактивных распадах конечное ядро может оказаться не только в основном, но и в одном из своих возбужденных состояний. Например, в γ -распаде, как мы увидим ниже, это является скорее правилом, чем исключением. Однако исключительно резкая зависимость вероятности α -распада от энергии приводит к тому, что распады на возбужденные уровни дочернего ядра обычно идут с очень низкой интенсивностью, потому что при возбуждении дочернего ядра уменьшается энергия α -частицы. Экспериментально удается наблюдать только распады на вращательные уровни, имеющие относительно низкие энергии возбуждения (см. гл. II, § 7). Распады на возбужденные уровни приводят к возникновению тонкой структуры энергетического спектра вылетающих α -частиц. В качестве типичного примера рассмотрим распад изотопа плутония ${}_{94}\text{Pu}^{238}$, имеющего период полураспада $T_{1/2} = 90$ лет и испускающего α -частицы с энергией 5,5 МэВ. Точные измерения энергетического спектра вылетающих α -частиц показывают, что 72% частиц имеют энергию 5,49 МэВ, а около 28% частиц имеет энергию на 43 кэВ меньше. Наблюдаются также небольшие группы частиц с энергиями на 143, 296 и 803 кэВ меньше энергии основной группы частиц. На рис. 6.8 изображена схема этого распада. Дочернее ядро ${}_{92}\text{U}^{234}$ несферично (как и все ядра с $Z > 86$) и имеет четко выраженную полосу вращательных уровней 0^+ (основной), 2^+ , 4^+ , 6^+ , 8^+ . Альфа-распад идет на все эти уровни. На косых линиях, обозначающих разные распады, указаны вероятности соответствующих

переходов в процентах. Видно, что интенсивность распада действительно резко падает с увеличением энергии. Если на первый возбужденный уровень (изменение энергии частицы на 0,8%) распадается 28% частиц, то на четвертый возбужденный уровень (изменение энергии частицы на 9%) распадается всего $7 \cdot 10^{-6}$ % частиц.

5. Мы убедились в том, что основным фактором, определяющим свойства α -распада, является просачивание α -частиц через кулоновский барьер. В этом пункте мы рассмотрим влияние на α -распад различных других эффектов, которые хотя и проявляются сравнительно слабо, но в отдельных случаях дают возможность получить интересную информацию о структуре ядра и механизме распада. Один из таких эффектов обусловлен центробежным барьером. Если α -частица вылетает из ядра с ненулевым орбитальным моментом количества движения l , то она обладает центробежной энергией

$$U_{цб} = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2M_{\alpha} r^2}.$$

Эта центробежная энергия складывается с кулоновской и тем самым увеличивает потенциальный барьер. Искажение формы барьера за счет центробежной энергии довольно незначительно главным образом из-за того, что центробежная энергия спадает с расстоянием значительно быстрее кулоновской (как r^{-2} , а не как r^{-1}). Однако, поскольку это изменение делится на постоянную Планка и попадает в показатель экспоненты, то при больших l оно приводит к изменению времени жизни, выходящему за пределы, обусловленные степенью неопределенности теории. В табл. 6.1 приведен коэффициент k уменьшения вероятности распада для разных l при типичных значениях $E = 5$ МэВ, $R = 9,6 \cdot 10^{-13}$ см.

Таблица 6.1. Коэффициент k уменьшения вероятности испускания α -частицы с отличными от нуля l

l	0	1	2	3	4	5
k	1,0	0,85	0,60	0,35	0,18	0,08

При использовании этого коэффициента следует, конечно, иметь в виду и то, что допустимые значения l ограничены еще законом сохранения момента

$$|J_f - J_i| \leq l \leq J_f + J_i, \quad (6.35)$$

где J_f , J_i — спины соответственно дочернего и материнского ядер. Из закона сохранения четности следует, что в (6.35) l должно быть четным, если четности дочернего и материнского ядер совпадают, и нечетным, если эти четности различны.

Рассмотрим теперь влияние структуры ядра на α -распад. До сих пор мы молчаливо принимали, что α -частицы просто существуют в ядре, а вероятность распада целиком определяется вероятностью выхода α -частицы наружу. На самом деле перед тем, как выйти наружу, α -частица должна еще образоваться в ядре из отдельных протонов и нейтронов. Однако учет этого предварительного процесса изменит в формуле (6.34) лишь предэкспоненциальный множитель, но не показатель экспоненты. Поэтому влияние особенностей внутриядерных процессов на α -распад не может быть очень сильным. Соответствующие теоретические оценки крайне трудны и до сих пор не проведены. Из-за этой неопределенности формулу (6.34) следует считать дающей не точное значение периода полураспада, а лишь порядок его величины. С другой стороны, из отклонений реальных периодов полураспада от значений, даваемых формулой (6.34), можно получить некоторую информацию о процессе образования α -частиц в ядре. Если формула (6.34) выполняется хорошо, то распад называется *облегченным*. Если же реальный период полураспада превышает расчетный более чем на порядок (наблюдаются отклонения примерно на два порядка), то процесс называется *необлегченным*.

Причину появления необлегченных распадов качественно можно объяснить на основе теории несферичных ядер (см. гл. III, § 5). Напомним, что в несферичном ядре нуклоны рассматриваются как независимо движущиеся в поле несферичного нильсеновского потенциала. Одним из квантовых чисел нуклона в этом потенциале, как мы уже знаем из гл. III, § 5, является проекция K полного момента нуклона на ось симметрии ядра. Нуклоны одного сорта стремятся объединяться в пары с равными по абсолютной величине и противоположными по знаку значениями K . Для того чтобы образоваться α -частица, четверка нуклонов должна находиться в состоянии с нулевыми относительными моментами количества движения. Поэтому легче всего α -частица образуется из двух спаренных протонов и двух спаренных нейтронов, так как спаренные нуклоны с наибольшей вероятностью имеют нулевой относительный момент. Отсюда следует важный вывод о том, что α -частицы с наибольшей вероятностью образуются так, что проекция K полного момента ядра на его ось симметрии не меняется. Для основного и каждого из вращательных уровней несферичного ядра величина K является хорошим квантовым числом. Отсюда прямо следует, что при прочих равных условиях наиболее вероятными, т. е. облегченными, распадами являются такие, при которых $\Delta K = 0$ и четность не меняется. Эти условия всегда выполнены для четно-четных ядер, распады которых тем самым всегда облегченные. Для ядер с нечетным A ситуация может измениться за счет существования лишнего неспаренного нуклона. Так, может оказаться, что этот неспаренный нуклон имеет различные значения K для основных состояний

материнского и дочернего ядер. В этом случае распад в основное состояние уже будет необлегченным. Пусть теперь в дочернем ядре будет низколежащим состояние с тем же значением K неспаренного нуклона, что и в основном состоянии материнского ядра. Тогда может оказаться, что являющийся облегченным распад в это возбужденное состояние будет идти с большей интенсивностью, чем распад в основное состояние. В качестве примера приведем распад изотопа америция ${}_{95}\text{Am}^{241}$ (рис. 6.9). Схема заполнения протонных уровней для этого ядра приведена на рис. 6.10. Из этого рисунка видно, что нечетный 95-й протон занимает состояние $5/2^-$, т. е. с отрицательной четностью и $K = 5/2$ (см. гл. III, § 5). После испускания α -частицы нечетный протон согласно сказанному выше останется в своем прежнем состоянии. Но для дочернего ядра ${}_{93}\text{Np}^{237}$ это состояние уже не основное, а возбужденное, как видно из схемы заполнения протонных уровней этого ядра, изображенной на рис. 6.11.

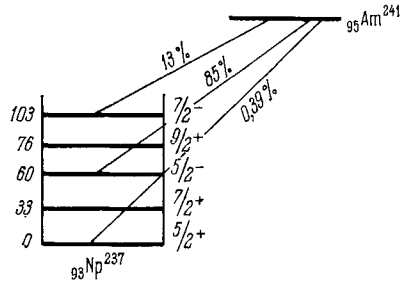


Рис. 6.9. Схема α -распада ядра америция ${}_{95}\text{Am}^{241}$.

испускания α -частицы нечетный протон согласно сказанному выше останется в своем прежнем состоянии. Но для дочернего ядра ${}_{93}\text{Np}^{237}$ это состояние уже не основное, а возбужденное, как видно из схемы заполнения протонных уровней этого ядра, изображенной на рис. 6.11.

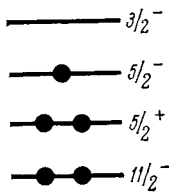


Рис. 6.10. Схема заполнения протонных уровней несферичного потенциала в ядре изотопа америция ${}_{95}\text{Am}^{241}$.

Кружочками изображены протоны; для простоты на рисунке приведено только несколько уровней.

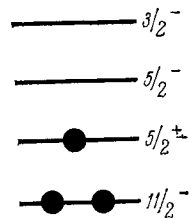


Рис. 6.11. Схема заполнения протонных уровней несферичного потенциала в ядре изотопа нептуния ${}_{93}\text{Np}^{237}$.

В основном состоянии ядра ${}_{93}\text{Np}^{237}$ неспаренный протон находится в состоянии с положительной четностью. Поэтому распад ${}_{95}\text{Am}^{241}$ в подавляющем большинстве случаев идет на возбужденные уровни с отрицательной четностью (см. рис. 6.9). На основной уровень идет лишь 0,39% всех распадов. Уже из этого примера видно, что изучение тонкой структуры α -распада дает интересную информацию о структуре тяжелых ядер и природе их низших возбужденных состояний.

В заключение сделаем небольшое замечание об α -распаде из возбужденных состояний материнского ядра. Альфа-распад — процесс довольно медленный. Поэтому, если α -активное ядро

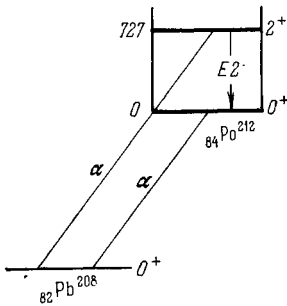
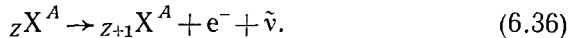


Рис. 6.12. Схема α -распада ядра ${}_{84}\text{Po}^{212}$ из основного и возбужденного состояний.

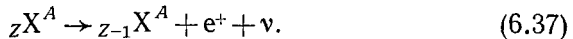
находится в одном из низших возбужденных состояний, то оно, как правило, сначала переходит в основное состояние путем одного или нескольких последовательных γ -распадов и только после этого испытывает α -распад. Лишь для очень короткоживущих α -активных ядер α -распад иногда может с заметной интенсивностью идти из возбужденных состояний. Примерами являются изотопы полония ${}_{84}\text{Po}^{212}$, ${}_{84}\text{Po}^{214}$, периоды полураспада которых (из основных состояний) равны соответственно $3 \cdot 10^{-7}$ и $2 \cdot 10^{-4}$ с (рис. 6.12).

§ 4. Бета-распад

1. Явление β -распада состоит в том, что ядро самопроизвольно испускает электрон e^- и легчайшую электрически нейтральную частицу антинейтрино $\bar{\nu}$, переходя при этом в ядро с тем же массовым числом A , но с атомным номером Z , на единицу большим:

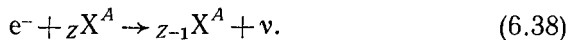


Тем самым при β -распаде один из нейтронов ядра превращается в протон. Другим типом β -распада является процесс, в котором ядро испускает позитрон e^+ и другую легчайшую электрически нейтральную частицу — нейтрино ν . При этом один из протонов ядра превращается в нейтрон:



Распад (6.36) называют еще *электронным* или β^- -распадом, а распад (6.37) — *позитронным* или β^+ -распадом.

В круг β -распадных явлений входит также электронный захват (часто называемый также K -захватом), при котором ядро поглощает один из электронов атомной оболочки (обычно из K -оболочки, чем и объясняется происхождение второго термина), испуская нейтрино. При этом, как и в позитронном распаде, один из протонов превращается в нейтрон:



Наконец, родственными β -распаду являются процессы взаимодействия нейтрино и антинейтрино с ядрами:

