

мера распространенного в природе долгоживущего  $\beta$ -активного ядра можно указать изотоп калия  ${}_{19}\text{K}^{40}$ .

Отметим, что сравнение распространенности в природе различных природных радиоактивных изотопов (см. гл. XII, § 2) с большими временами жизни позволило довольно точно определить время образования химических элементов Солнечной системы.

В естественных условиях могут встречаться и некоторые сравнительно быстро распадающиеся радиоактивные ядра. Очевидно, что такие ядра могут постоянно существовать в заметных количествах только при наличии в природе процессов, восполняющих убыль этих ядер за счет их распада. Имеются два механизма таких процессов. Во-первых, короткоживущие изотопы могут возникать при распаде долгоживущих. Так, уже упомянутые нами изотопы урана, распадаясь, переходят в новые радиоактивные изотопы, времена жизни которых уже невелики. Другим постоянно действующим природным источником возникновения радиоактивных ядер служат ядерные реакции, вызываемые космическими лучами — потоками микрочастиц, падающих на Землю из космоса (гл. XII, § 3, п. 8). В частности, наличие в земной атмосфере радиоактивного изотопа углерода  ${}_{6}\text{C}^{14}$  обусловлено реакциями, вызываемыми космическими лучами.

Основоположниками исследования *естественной радиоактивности ядер*, встречающихся на Земле, являются П. и М. Кюри (1898). *Искусственная радиоактивность* синтезируемых ядер была открыта Ф. и И. Жолио-Кюри в 1934 г.

## § 2. Основные законы радиоактивного распада

1. Мы уже говорили, что радиоактивный распад — явление принципиально статистическое. Нельзя предсказать, когда именно распадется данное нестабильное ядро. Для описания статистических закономерностей используются вероятности тех или иных событий. Естественной статистической величиной, описывающей радиоактивный распад, является вероятность  $\lambda$  распада ядра за единицу времени. Смысл величины  $\lambda$ , называемой также *постоянной распада*, состоит в том, что если взять большое число  $N$  одинаковых нестабильных ядер, то за единицу времени в среднем будет распадаться  $\lambda N$  ядер. Величина  $\lambda N$  называется *активностью*. Активность характеризует интенсивность излучения препарата в целом, а не отдельного ядра. В отношении единиц активности сейчас имеется некоторый разнобой. Старейшей и до сих пор наиболее употребительной является внесистемная единица кюри:

$$1 \text{ Ки} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ расп./с}$$

и ее доли милликюри ( $1 \text{ мКи} = 10^{-3} \text{ Ки}$ ) и микрокюри ( $1 \text{ мкКи} =$

$= 10^{-6}$  Ки). В международной системе СИ единицей активности является 1 распад в секунду. Наконец, существует еще одна внесистемная единица — резерфорд:

$$1 \text{ Рд} = 10^6 \text{ расп./с.}$$

2. Существенным свойством явления радиоактивности является независимость постоянной распада  $\lambda$  от времени. Независимость величины  $\lambda$  от времени выражается в том, что различные моменты времени ничем не выделены друг перед другом с точки зрения вероятности предстоящего распада ядер. Атомные ядра ни в каком смысле не «стареют» в процессе своего существования. Для них существует понятие среднего времени жизни, но не существует понятия возраста. В качестве аналогии укажем, что сходная ситуация имела бы место для среднего времени жизни человека, если бы люди не старели, а гибли только от несчастных случаев.

3. Сформулируем теперь основной закон радиоактивного распада. Если в момент  $t$  имеется большое число  $N$  радиоактивных ядер и если за промежуток  $dt$  распадается в среднем  $dN$  ядер, то в соответствии с определением величины  $\lambda$

$$dN = -\lambda N dt. \quad (6.2)$$

Знак минус означает, что общее число радиоактивных ядер уменьшается в процессе распада. Вследствие того, что постоянная распада  $\lambda$  не зависит от времени (т. е. от «возраста» ядра), соотношение (6.2) легко интегрируется. Результатом интегрирования и является основной закон радиоактивного распада, имеющий вид

$$N = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (6.3)$$

где  $N_0$  — число радиоактивных ядер в произвольно выбранный начальный момент  $t = 0$ . Подчеркнем, что закон (6.3) относится к статистическим средним и справедлив лишь при достаточно большом числе частиц. Согласно (6.2) активность  $\mathcal{A}$  является производной от  $N$  по времени, взятой с обратным знаком:

$$\mathcal{A} = \lambda N = -\frac{dN}{dt}. \quad (6.4)$$

4. Через постоянную распада  $\lambda$  выражаются две другие величины, характеризующие интенсивность процесса радиоактивности — *период полураспада*  $T_{1/2}$  и *среднее время жизни ядра*  $\tau$ . Установим связь  $T_{1/2}$  и  $\tau$  с  $\lambda$ . Периодом полураспада называется время, за которое число радиоактивных ядер (взятых, конечно, в очень большом количестве) уменьшается вдвое. Согласно (6.3)

$$N_0/2 = N_0 \exp(-\lambda T_{1/2}),$$

откуда

$$T_{1/2} = (\ln 2)/\lambda. \quad (6.5)$$

Для того чтобы определить среднее время жизни, введем сначала вероятность  $\omega(t)$  того, что частица, достоверно существовавшая в момент  $t = 0$ , еще существует в момент  $t$ . Тогда величина  $-d\omega$  будет вероятностью распада за период между  $t$  и  $t + dt$ . Очевидно, что

$$d\omega = -\lambda\omega dt, \quad (6.6)$$

поскольку вероятность распада за промежуток  $dt$  равна произведению вероятности  $\lambda dt$  распада частицы, достоверно существующей в момент  $t$ , на вероятность  $\omega$  того, что частица в момент  $t$  существует. Интегрируя (6.6) с учетом того, что  $\omega = 1$  при  $t = 0$ , получим

$$\omega(t) = e^{-\lambda t}. \quad (6.7)$$

Соотношение (6.7) содержит полное описание статистических свойств процесса радиоактивности. Из него вытекают все выводы этого параграфа. В частности, основной закон радиоактивности (6.3) получается умножением обеих частей (6.7) на  $N_0$ .

Среднее время жизни  $\tau$  согласно определению математического среднего дается формулой

$$\tau = \int_0^{\infty} t(-d\omega) = \lambda \int_0^{\infty} te^{-\lambda t} dt = \frac{1}{\lambda}, \quad (6.8)$$

поскольку  $-d\omega$  является вероятностью того, что время жизни частицы лежит между  $t$  и  $t + dt$ .

Сравнивая (6.5) с (6.8), получаем, что величины  $T_{1/2}$  и  $\tau$  различаются численным множителем  $\ln 2 = 0,69$ :

$$T_{1/2} = \tau \ln 2 = 0,69\tau. \quad (6.9)$$

В литературе обычно используется период полураспада  $T_{1/2}$ .

Для измерения периода полураспада с заданной точностью важно знать, как велики статистические отклонения от закона (6.3) радиоактивного распада. В этом пункте мы получим количественные значения этих отклонений, исходя из соотношения (6.7). Согласно (6.7) для одной частицы вероятность не распасться за время  $t$  равна

$$\omega_0(t) = e^{-\lambda t},$$

а вероятность подвергнуться распаду равна

$$\omega_1(t) = 1 - e^{-\lambda t}.$$

Для двух частиц, воспользовавшись независимостью их распадов, найдем, что вероятности наблюдать за время  $t$  нуль, один и два распада равны соответственно

$$\omega_0 = e^{-\lambda t} e^{-\lambda t} = e^{-2\lambda t},$$

$$\omega_1 = 2e^{-\lambda t} (1 - e^{-\lambda t}),$$

$$\omega_2 = (1 - e^{-\lambda t})^2.$$

Для пояснения укажем, что, например, для получения вероятности  $\omega_1$  надо сначала умножить вероятность  $e^{-\lambda t}$  того, что первая частица не распалась, на вероятность  $(1 - e^{-\lambda t})$  того, что вторая частица при этом распадается, а затем полученный результат удвоить, так как возможна ситуация, в которой частицы могут поменяться ролями.

Аналогично для  $N$  частиц получим

$$\begin{aligned} \omega_0 &= e^{-N\lambda t}, \\ \omega_1 &= N e^{-(N-1)\lambda t} (1 - e^{-\lambda t}), \\ &\dots\dots\dots \\ \omega_n &= \frac{N!}{n! (N-n)!} e^{-(N-n)\lambda t} (1 - e^{-\lambda t})^n. \end{aligned}$$

При практических измерениях, как правило, с высокой точностью справедливы приближения  $n \ll N$  (число регистрируемых частиц несравненно меньше полного числа радиоактивных ядер) и  $\lambda t \ll 1$  (время измерения мало по сравнению с периодом полураспада). Первое из этих неравенств позволяет в выражении для  $\omega_n$  заменить  $N!$  на  $N^n(N - n)!$ , после чего с помощью второго неравенства получим

$$\omega_n = \frac{N^n}{n!} e^{-N\lambda t} (e^{\lambda t} - 1)^n \approx \frac{N^n}{n!} e^{-\lambda N t} (\lambda t)^n,$$

т. е.

$$\omega_n = \frac{(N\lambda t)^n}{n!} e^{-N\lambda t}. \tag{6.10}$$

В теории вероятностей соотношение (6.10) называется распределением Пуассона. Проследим, как будет зависеть  $\omega_n$  от  $n$  при обычно соблюдаемом в реальных экспериментах условии  $N\lambda t \gg 1$ . При малых  $n$  величина  $\omega_n$  очень мала из-за большого отрицательного показателя в экспоненте. С ростом  $n$  начнется увеличение  $\omega_n$  за счет множителя  $(N\lambda t)^n$ . При  $n = N\lambda t$  это увеличение прекратится и сменится падением, так как знаменатель  $n!$  будет расти быстрее числителя. Таким образом,  $\omega_n$  представляет собой функцию с максимумом при  $n = N\lambda t$ , монотонно спадающую по обе стороны от максимума. На практике число  $n$  обычно велико. В этом случае можно считать переменную  $n$  непрерывной и заменить факториал в знаменателе (6.10) на его асимптотическое выражение по формуле Стирлинга

$$n! \approx \sqrt{2\pi n} e^{-n} n^{n+1/2}.$$

В результате распределение (6.10) приобретает вид

$$\omega(n) = \frac{1}{\sqrt{2\pi n}} e^{-n \{ \ln n - 1 - \ln(N\lambda t) \} - N\lambda t}. \tag{6.11}$$

Легко убедиться, что в приближении  $n \gg 1$  это распределение имеет максимум при  $n = N\lambda t$  и быстро спадает по обе стороны максимума. Поэтому мы можем под знаком корня заменить  $n$  на  $N\lambda t$ , а показатель экспоненты разложить с точностью до второго порядка в ряд Тэйлора по величине  $n - N\lambda t$ . После этого распределение (6.11) примет гауссовскую форму

$$\omega(n) = \frac{1}{\sqrt{2\pi N\lambda t}} \exp\left(-\frac{(n - N\lambda t)^2}{2N\lambda t}\right). \quad (6.12)$$

Нетрудно убедиться, что в выражениях (6.10), (6.12) для  $\omega(n)$ , несмотря на сделанные при их выводе приближения, сумма всех вероятностей  $\omega_n$  остается равной единице:

$$\sum_{n=1}^{\infty} \omega_n = \sum \frac{(N\lambda t)^n}{n!} e^{-N\lambda t} = 1, \quad \int \omega(n) dn = 1.$$

Дальнейшие выкладки мы будем проводить с пуассоновским распределением (6.10). Для упражнения читатель может повторить их с гауссовским распределением и убедиться, что конечные результаты получаются те же. Зная выражение для вероятности  $\omega_n(t)$  того, что за время  $t$  распадется  $n$  частиц, мы можем вычислять средние  $\bar{A}(t)$  от любых зависящих от числа частиц величин по обычной формуле для среднего:

$$\bar{A}(t) = \sum_{n=0}^{\infty} A_n \omega_n. \quad (6.13)$$

Так, для среднего числа ядер, распавшихся за время  $t$ , получим

$$\begin{aligned} \bar{n}(t) &= \sum_{n=0}^{\infty} n \omega_n = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{n (N\lambda t)^n}{n!} e^{-N\lambda t} = \\ &= N\lambda t \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(N\lambda t)^{n-1}}{(n-1)!} e^{-N\lambda t} = N\lambda t, \end{aligned} \quad (6.14)$$

Таким образом, среднее число частиц совпадает с максимумом пуассоновского распределения.

Из (6.14) видно, что средняя активность  $\mathcal{A}$  определяется формулой

$$\mathcal{A} = \bar{n}/t = N\lambda. \quad (6.15)$$

Независимость активности от времени (напомним, что здесь  $N$  — начальное число распадающихся ядер) связана с принятым выше приближением  $\lambda t \ll 1$ .

Для получения статистических отклонений от средних значений вычислим дисперсию  $D$ , определяемую формулой

$$D = \overline{(n - \bar{n})^2} = \bar{n}^2 - 2\bar{n}^2 + \bar{n}^2 = n^2 - \bar{n}^2. \quad (6.16)$$

Величина  $\bar{n}^2$  получается из (6.14):

$$\bar{n}^2 = (N\lambda t)^2. \quad (6.17)$$

Величина  $\overline{n^2}$  вычисляется по аналогии с (6.14):

$$\overline{n^2} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{n^2 (N\lambda t)^n}{n!} e^{-N\lambda t} = e^{-N\lambda t} \sum_{n=0}^{\infty} \left\{ \frac{n(n-1)(N\lambda t)^n}{n!} + \frac{n(N\lambda t)^n}{n!} \right\} = \bar{n}^2 + \bar{n}.$$

Отсюда для дисперсии получается простое выражение

$$D = \bar{n}. \quad (6.18)$$

Квадратный корень из дисперсии  $\delta$  называется стандартным отклонением:

$$\delta = \sqrt{D} = \sqrt{\bar{n}}. \quad (6.19)$$

Стандартное отклонение, деленное на среднее число частиц, называется относительной ошибкой:

$$\Delta = \frac{\delta}{\bar{n}} = \frac{1}{\sqrt{\bar{n}}} = \frac{1}{\sqrt{N\lambda t}}. \quad (6.20)$$

Относительная ошибка в процентах непосредственно определяет статистическую точность измерений. Из (6.20) видно, что точность измерения довольно медленно растет со временем. Так, для увеличения точности в 100 раз приходится увеличивать в 10 000 раз либо время измерения, либо количество радиоактивного препарата.

5. Для определения периода полураспада  $T_{1/2}$  или, что, в сущности, то же самое, постоянной распада  $\lambda$  рядом с препаратом ставится счетчик. Число отсчетов счетчика за равные промежутки времени пропорционально активности  $\lambda N$  как функции времени. По окончании этого строится график логарифм активности — время. Этот график в различных экспериментах может иметь разную форму в зависимости от того, с какими распадами мы имеем дело, с простыми или сложными, являющимися комбинациями нескольких параллельных или последовательных распадов.

Рассмотрим сначала простой одиночный распад. В этом случае в соответствии с (6.3) логарифм активности линейно зависит от времени:

$$\ln\left(-\frac{dN}{dt}\right) = \ln(\lambda N_0) - \lambda t, \quad (6.21)$$

так что график должен иметь вид прямой, тангенс угла наклона которой равен постоянной распада  $\lambda$ . Вспомним, однако, что соот-

ношения (6.3), а следовательно, и (6.21) справедливы лишь в среднем. В реальных измерениях со сколь угодно совершенной аппаратурой из-за статистического характера распада экспериментальные точки всегда будут иметь разброс по обе стороны этой прямой, как это изображено на рис. 6.1. Возникает вопрос, как провести прямую линию, наилучшим образом соответствующую этим точкам. Прямая

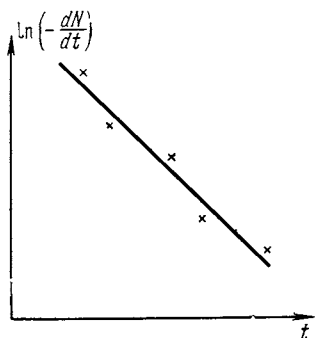


Рис. 6.1. Зависимость логарифма активности от времени.

Прямая линия представляет собой расчетную зависимость  $\ln(-dN/dt)$  от  $t$ . Крестиками отмечены экспериментальные точки; последние всегда статистически разбросаны относительно прямой линии.

В этом случае закон распада уже не будет описываться одиночной экспонентой. Например, если препарат содержит два сорта радиоактивных ядер с постоянными распада  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ , то общее число радиоактивных ядер будет изменяться со временем по закону

$$N = N_1 e^{-\lambda_1 t} + N_2 e^{-\lambda_2 t},$$

где  $N_1$ ,  $N_2$  — количества ядер соответствующего сорта при  $t = 0$ . В этом случае для логарифма активности получается выражение

$$\ln\left(-\frac{dN}{dt}\right) = \ln(N_1 \lambda_1 e^{-\lambda_1 t} + N_2 \lambda_2 e^{-\lambda_2 t}). \quad (6.22)$$

Поэтому график логарифм активности — время уже не будет прямой линией. Точнее, если по экспериментальным точкам построить прямую, то среднеквадратичная ошибка превысит  $\sqrt{\bar{n}}$ .

Если периоды полураспада сильно различаются, т. е.  $\lambda_1 \gg \lambda_2$ , а начальные количества ядер  $N_1$  и  $N_2$  одинаковы по порядку величины, то при малых  $t$  с хорошей точностью выполняется соотношение

$$\ln\left(-\frac{dN}{dt}\right) = \ln(N_1 \lambda_1) - \lambda_1 t, \quad t \ll \frac{1}{\lambda_2},$$

проводится по методу наименьших квадратов, т. е. так, чтобы среднеквадратичное отклонение точек от прямой было минимальным.

После проведения прямой надо убедиться, что стандартное (среднеквадратичное) отклонение  $\delta$  не превышает  $\sqrt{\bar{n}}$ . Если же окажется, что  $\delta > \sqrt{\bar{n}}$ , то это будет означать, что регистрировалось более сложное явление, чем простой распад ядер одного сорта (если, конечно, учтены должным образом аппаратурные ошибки и посторонние физические явления, например фон частиц от космических лучей).

Рассмотрим теперь различные типы сложных распадов.

6. Прежде всего сложный распад может идти за счет того, что исследуемый препарат содержит не один, а несколько сортов радиоактивных ядер.

а при больших  $t$

$$\ln\left(-\frac{dN}{dt}\right) = \ln(N_2\lambda_2) - \lambda_2 t, \quad t \gg \frac{1}{\lambda_1}.$$

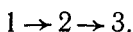
График в этом случае (рис. 6.2) имеет два приближенно прямолинейных участка, по которым можно определить оба периода полураспада.

Если же  $\lambda_1$  ненамного больше  $\lambda_2$  или если  $N_1 \ll N_2$ , то приходится сначала выделять долгоживущую активность при больших  $t$ . Это всегда возможно, поскольку при достаточно большом  $t$  относительное количество первого препарата станет сколь угодно малым, если  $\lambda_1$  хоть немного больше  $\lambda_2$ . После определения  $\lambda_2$  надо построить график величины

$$\ln\left\{-\frac{dN}{dt} - N_2\lambda_2 e^{-\lambda_2 t}\right\} = \text{const} - \lambda_1 t,$$

который уже будет прямой линией с тангенсом угла наклона, равным  $\lambda_1$ . Конечно, для получения достаточной точности при разделении двух (и особенно большего числа) различных активностей приходится существенно увеличивать статистическую точность измерений.

7. Сложный распад может получиться и при последовательных распадах одного и того же ядра. Именно, нередко бывает, что ядро, получающееся в результате распада, само оказывается радиоактивным, так что происходит последовательный распад исходного ядра 1 в ядро 2 и ядра 2 в ядро 3:



В этом случае изменение числа  $N_1$  ядер 1 и числа  $N_2$  ядер 2 определяется системой уравнений

$$\frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 N_1, \quad \frac{dN_2}{dt} = -\lambda_2 N_2 + \lambda_1 N_1. \quad (6.23)$$

Эти уравнения имеют простой смысл: количество ядер 1 убывает за счет их распада, а количество ядер 2 убывает за счет их собственного распада и пополняется за счет распада ядер 1. Пусть, например, в начальный момент  $t = 0$  имеется  $N_{10}$  ядер 1, а ядер 2 нет:

$$N_1(0) = N_{10}, \quad N_2(0) = 0.$$

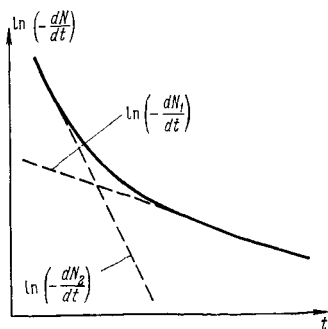


Рис. 6.2. Зависимость логарифма активности от  $t$  для двух типов радиоактивных ядер.



С такими начальными условиями решение системы (6.23) имеет вид

$$N_1 = N_{10}e^{-\lambda_1 t}, \quad N_2 = \frac{N_{10}\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1}(e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}). \quad (6.24)$$

Согласно (6.24) полная (т. е. измеряемая экспериментально) активность  $N_1\lambda_1 + N_2\lambda_2$  зависит от времени следующим образом:

$$N_1\lambda_1 + N_2\lambda_2 = \lambda_1 N_{10} \left\{ e^{-\lambda_1 t} \left( 1 + \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \right) - e^{-\lambda_2 t} \left( \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \right) \right\}. \quad (6.25)$$

Кривая логарифм активности — время имеет качественно различную форму в следующих трех практически важных случаях последовательного распада:

а) Если первый распад короткоживущий, а второй — долгоживущий, т. е.

$$\lambda_1 > 2\lambda_2,$$

то коэффициенты при обеих экспонентах в (6.25) имеют одинаковые знаки. Поэтому кривая имеет точно такую же форму (см. рис. 6.2), как и при независимом распаде двух изотопов с различными периодами.

б) Если же более долгоживущим является первый распад, т. е.

$$\lambda_2 > \lambda_1,$$

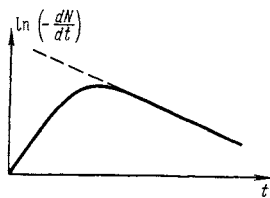


Рис. 6.3. Зависимость логарифма активности от  $t$  для распада  $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3$  при  $\lambda_2 > \lambda_1$ .

Пунктирная прямая соответствует асимптотическому состоянию радиоактивного равновесия.

то коэффициент при второй экспоненте в (6.25) отрицателен, а ее показатель по абсолютной величине превышает показатель первой экспоненты. Поэтому график логарифм активности — время не монотонен, а имеет максимум, как показано на рис. 6.3. Начальный подъем кривой объясняется накоплением более активных ядер 2. При больших временах ( $\lambda_1 t \gg 1$ ) вклад от второй экспоненты становится пренебрежимо малым и наступает так называемое радиоактивное равновесие, при котором соотношение между ядрами 1 и 2 становится независимым от времени:

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_1} \quad (\lambda_1 t \gg 1). \quad (6.26)$$

В состоянии радиоактивного равновесия, как и следовало ожидать, активности ядер 1 и 2 равны друг другу.

в) Предельным случаем радиоактивного равновесия является вековое равновесие, устанавливающееся в случае нескольких последовательных распадов

$$1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 4 \rightarrow \dots,$$

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  $\lambda_1$ , что приведет к простому соотношению

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

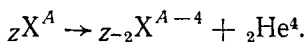
Можно показать, что и для большего числа последовательных распадов после установления векового равновесия количество ядер каждого изотопа будет пропорционально периоду полураспада этого изотопа:

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

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  $\alpha$ -распада состоит в том, что тяжелые ядра самопроизвольно испускают  $\alpha$ -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  $\alpha$ -распада, как и всякого радиоактивного процесса, является область ядер, у которых наблюдается распад, а также периоды полураспада ядер и энергии вылетающих  $\alpha$ -частиц.

Перечислим характерные эмпирические особенности  $\alpha$ -распада:

а) Альфа-распад идет только для тяжелых ядер. Известно более двухсот  $\alpha$ -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