

света в пустоте c . Если такая заряженная частица попадает в среду, в которой скорость света $v_{св} = \frac{c}{n}$ меньше скорости частицы v , то она, обгоняя свое электромагнитное поле, испускает черенковское излучение (см. т. II, § 53). Это излучение может регистрироваться далее с помощью фотоумножителя так же, как в сцинтилляционных счетчиках (см. рис. 3.2). Комбинируя вещества с различными показателями преломления n , можно с помощью черенковских счетчиков измерить скорости очень быстрых заряженных частиц. Для α -частиц, движущихся со скоростями порядка 20 000—40 000 км/сек, отношение $\frac{c}{v} \approx 10$, и веществ со столь высокими показателями преломления, пригодных для изготовления черенковских счетчиков, не существует.

§ 58. Законы радиоактивных превращений

Энергии α -, β - и γ -частиц, испускаемых радиоактивными элементами, порядка 1—10 Мэв. Как мы видели в ч. II, энергии связи внешних электронов порядка 6—10 эв, а энергии химических превращений—2—5 эв, т. е. в миллион раз меньше энергий, выделяемых радиоактивными элементами. Даже для самых близких электронных оболочек многоэлектронных атомов энергии связи не превышают по порядку величины 0,1 Мэв.

Это обстоятельство указывает на то, что энергии, выделяемые радиоактивными элементами, обязаны не превращениям электронных оболочек, а гораздо более коренной и глубокой перестройке ядер этих элементов. Иными словами, α -, β - и γ -частицы вылетают из ядра и являются продуктами его радиоактивного превращения. Поскольку α - и β -частицы заряжены, то при их вылете изменяются заряд и атомный номер ядра и оно превращается в ядро другого химического элемента. Такие радиоактивные превращения элементов подчиняются определенным законам.

Обозначим заряд ядра распадающегося элемента (принимая за единицу заряда e — заряд электрона) через Z и атомный вес через A . Атомные веса будем при этом округлять до ближайших целых чисел, т. е. будем понимать под A не точный атомный вес, а так называемое «массовое число» ядра. Значок Z будем помещать внизу, а значок A сверху химического символа данного элемента X , т. е. X_Z^A . При этих условиях, например, атом (ядро) водорода с $Z=1$ и атомным весом 1,008 ($A=1$) будет обозначен как H_1^1 . α -частица — это ядро гелия с $Z=2$ и атомным весом 4,00388 ($A=4$) и обозначается He_2^4 или α_2^4 . Электрон, имеющий

заряд $Z = -1$ и атомный вес $1/1836$, т. е. массовое число $A = 0$, будет обозначаться β^{-*} или e_{-1}^0 .

При α -распаде распадающееся «материнское» ядро испускает α -частицу и превращается в «дочернее» ядро элемента Y . С учетом сохранения заряда и массы эта реакция записывается:



Дочерний элемент Y имеет атомный номер на две единицы меньший и, следовательно, сдвинут относительно X на две клетки влево по таблице Менделеева.

Уравнение β^- -распада записывается аналогичным образом:



При испускании отрицательно заряженного электрона заряд и номер дочернего элемента Y увеличиваются на единицу и он сдвигается относительно X на одну клетку вправо по таблице Менделеева, сохраняя неизменным массовое число.

Уравнения (58.1) и (58.2) носят название правил радиоактивного смещения. Выражаемые ими изменения химических свойств при радиоактивном распаде полностью подтверждены на опыте.

Распадающееся радиоактивное ядро X является неустойчивым образованием, обладающим избытком энергии. Выделяющаяся при α -распаде энергия порядка нескольких $Mэв$ распределяется между вылетающей α -частицей и дочерним ядром, которое испытывает отдачу. Из закона сохранения импульса:

$$MV = mv \quad (58.3)$$

следует, что энергия, уносимая ядром отдачи,

$$\frac{MV^2}{2} = \frac{M}{2} \left(\frac{mv}{M} \right)^2 = \frac{m}{M} \frac{mv^2}{2} \quad (58.4)$$

составляет небольшую долю $\left(\frac{m}{M} \right)$ от энергии вылетающей α -частицы $\frac{mv^2}{2}$. Часть энергии реакции может остаться в дочернем ядре Y , которое в этом случае в момент образования получается возбужденным. Тогда при последующем переходе с возбужденного состояния в нормальное этот избыток энергии «высвечивается» ядром с одним или несколькими γ -фотонами. Процесс этот аналогичен переходу электрона в атоме с возбужденного уровня на нор-

*) Для отличия обычного электронного распада от позитронного распада, который будет обозначаться β^+ .

мальный, но происходит значительно скорее, за время порядка 10^{-14} сек (вместо 10^{-8} сек для атома*).

Продукт радиоактивного распада Y в свою очередь может оказаться неустойчивым и испытывать дальнейшие радиоактивные превращения. Рассмотрим для примера радиоактивный ряд урана (U_{92}^{238}). (Для урана и его изотопов применяются обозначения UI , UII и т. д., а для элементов, получающихся при распаде урана, UX_1 , UX_2 и т. д.)

Исходное ядро UI выбрасывает α -частицу с энергией $4,2$ Мэв и превращается в ядро UX_1 :



Полученное ядро имеет порядковый номер $Z=90$, что по таблице Менделеева соответствует элементу торию. Однако торий имеет атомный вес $A=232$, а UX_1 обладает атомным весом $238-4=234$. Следовательно, UX_1 является и з о т о п о м тория, отличающимся от обычного тория лишь массой ядра, но имеющим тот же заряд, то же число электронов и ту же структуру электронных оболочек атома, а следовательно, тождественным с торием по своим химическим свойствам.

UX_1 сам радиоактивен и распадается, выбрасывая β^- -частицы с максимальной энергией $\epsilon_{\text{макс}}=0,2$ Мэв и мягкий γ -фотон с энергией $0,093$ Мэв:



Получающееся ядро UX_2 является изотопом протактиния ($A=234$, $Z=91$). Испускает еще одну β^- -частицу ($\epsilon_{\text{макс}}=2,32$ Мэв) и γ -фотон ($\epsilon_\gamma=0,8$ Мэв), оно превращается в изотоп урана $A=234$:



Ядра разных элементов, обладающие одинаковыми массовыми числами, называются изобарами (например, H_1^2 , тяжелый изотоп водорода — «третий», и He_2^2 — легкий изотоп гелия являются изобарами). Изобары не следует путать с изотопами — ядрами одного и того же элемента, обладающими разными массовыми числами.

Ядра UX_1 , UX_2 и UII имеют одинаковое массовое число $A=234$ и, следовательно, являются и з о б а р а м и.

UII , т. е. U_{92}^{234} , далее распадается, испуская α -частицу, превращаясь в ионий, т. е. изотоп Th_{90}^{230} ; последний тоже радиоактивен

*) Здесь, как и в случае излучения атома, имеют место разрешенные и запрещенные переходы. Указанное время относится к разрешенным переходам.

Общим для всех этих семейств является то, что неустойчивы и радиоактивны ядра изотопов всех без исключения тяжелых элементов, расположенных в конце таблицы Менделеева за свинцом Pb_{82}^{209} , являющимся самым тяжелым из устойчивых ядер. Впоследствии была обнаружена слабая естественная радиоактивность нескольких элементов, расположенных в середине и даже в начале таблицы Менделеева.

Естественный радиоактивный распад ядер протекает самопроизвольно, без всякого воздействия извне. Этот процесс статистический и для отдельно взятого ядра можно лишь указать вероятность распада за данное время. *Закономерность в распаде большого числа ядер вскрывается через случайность распада каждого из них.*

Поэтому скорость радиоактивного распада можно характеризовать, например, временем T , которое потребуется для того, чтобы половина наличных ядер испытала радиоактивный распад. Время T называется п е р и о д о м п о л у р а с п а д а. Например, период полураспада полония Po_{84}^{210} равен $T=140$ дням. Значит, от 1 г полония через 140 дней останется 0,5 г.

Какова скорость дальнейшего распада? Оказывается, она остается совершенно неизменной, т. е. от 0,5 г полония останется половина, т. е. 0,25 г, ровно через 140 дней. Это означает, что $1/16$ г полония, оставшаяся через 560 дней от исходного грамма, не отличается абсолютно ничем от $1/16$ г исходного грамма полония. Это очень важный факт. Он свидетельствует о том, что распад ядра не является результатом эволюции, постепенного изменения свойств ядра. Следовательно, свойства радиоактивных ядер со временем не меняются, «ядра не стареют». Это же относится ко всем другим ядрам и к любым типам радиоактивных превращений.

Мы должны считать, что число ядер, распадающихся за малое время, всегда пропорционально числу наличных ядер. Этот факт мы и положим в основу дальнейших рассуждений.

Обозначим число ядер данного типа в момент t через $N(t)$. Убыль ядер — dN за время dt должна быть пропорциональна числу наличных ядер N и времени dt :

$$-dN = \lambda N dt. \quad (58.6)$$

Из того факта, что свойства ядер со временем не меняются, следует, что λ есть величина постоянная. Она носит название постоянной распада. Из (58.6) следует, что $\lambda = -\frac{dN}{N}$

ция. Однако оказалось, что Bi_{83}^{209} α -радиоактивен, но с огромным периодом полураспада $T = 2 \cdot 10^{17}$ лет. Он превращается в устойчивый таллий: $Bi_{83}^{209} \rightarrow Tl_{81}^{205} + He_2^4$.

при $dt=1$. Стало быть, постоянная λ равна вероятности распада одного ядра за единицу времени.

Уравнение (58.6) легко интегрируется:

$$\frac{dN}{N} = -\lambda dt; \quad \int_{N_0}^N \frac{dN}{N} = -\lambda \int_0^t dt; \quad \ln \frac{N}{N_0} = -\lambda t$$

и

$$N = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (58.7)$$

где N_0 есть начальное число распадающихся атомов (N при $t=0$).

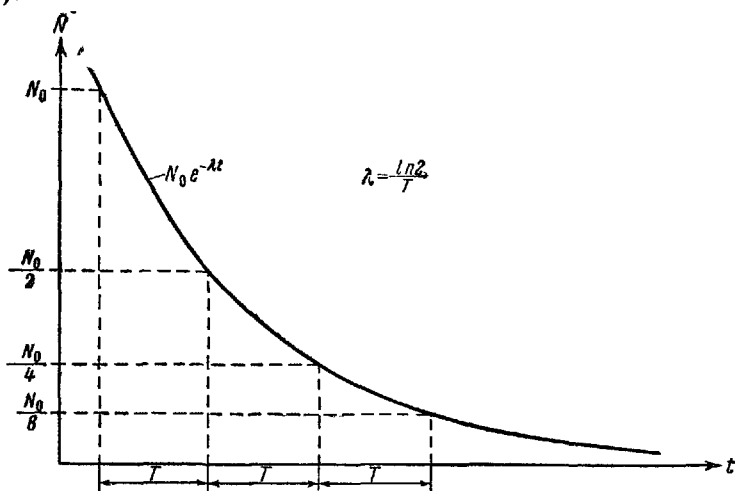


Рис. 39.

Число распадающихся ядер данного сорта $N(t)$ убывает со временем по экспоненциальному закону, как это изображено на рис. 39. Число распадов в единицу времени

$$a = -\frac{dN}{dt} = \lambda N \quad (58.8)$$

называется активностью данного препарата. За единицу активности выбрано кюри:

$$1 \text{ кюри} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ распад/сек}, \quad (58.9)$$

что примерно соответствует активности 1 г радия без продуктов его распада (точнее, активность последнего равна 0,994 кюри). Производные единицы, милликюри и микрокюри, равны соответственно: 1 мкюри = 10^{-3} кюри и 1 мккюри = 10^{-6} кюри.

Из (58.8) и (58.7) следует, что активность данного препарата убывает со временем соответственно убыли числа нераспавшихся ядер $N(t)$.

Найдем связь постоянной распада λ с периодом полураспада T . По условию, из N_0 наличных ядер через время T остается половина, т. е.

$$N(T) = N_0 e^{-\lambda T} = \frac{1}{2} N_0.$$

Следовательно,

$$e^{-\lambda T} = \frac{1}{2},$$

т. е.

$$T = -\frac{1}{\lambda} \ln \frac{1}{2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \approx \frac{0,693}{\lambda}. \quad (58.10)$$

Кроме периода полураспада, в качестве величины, характеризующей скорость распада, используется также среднее время жизни (от момента образования и до момента распада).

Среднее время жизни Θ получим, умножив t на число ядер, проживших это время (т. е. от t до $t+dt$):

$$N(t) - N(t+dt) = -\frac{\partial N}{\partial t} dt = \lambda N_0 e^{-\lambda t} dt,$$

проинтегрировав по всем возможным t (т. е. от 0 до ∞) и разделив на исходное число атомов N_0 :

$$\Theta = \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} t \cdot \lambda N_0 e^{-\lambda t} dt = \lambda \int_0^{\infty} t e^{-\lambda t} dt;$$

интеграл легко берется по частям и равен $\frac{1}{\lambda^2}$, так что

$$\Theta = \frac{1}{\lambda}. \quad (58.10a)$$

Используя (58.10a), уравнение (58.7) можно переписать так:

$$N = N_0 e^{-\frac{t}{\Theta}}. \quad (58.7b)$$

То же уравнение, если в него ввести T , примет вид (учитывая, что $e^{\ln 2} = 2$):

$$N = N_0 2^{-\frac{t}{T}}. \quad (58.7a)$$

Из (58.10) следует связь между T и Θ :

$$T = \ln 2 \cdot \Theta \approx 0,693 \Theta. \quad (58.10b)$$

Периоды полураспада разных элементов отличаются друг от друга в очень широких пределах — от десятиллионных долей

секунды и до многих миллиардов лет. Для семейства урана эти периоды отмечены на рис. 3.8.

На рис. 3.9 показано, что через время T из начального количества ядер N_0 остается половина $\frac{N_0}{2}$, еще через T — половина от этой половины, т. е. $\frac{N_0}{4}$, еще через T остается $\frac{N_0}{8}$ и т. д.

Содержание дочернего продукта, получившегося в результате радиоактивного распада, будет все время возрастать, если этот продукт уже устойчив, т. е. дальнейших превращений не испытывает.

На Земле за миллиарды лет ее существования сохранились лишь долгоживущие радиоактивные элементы, в том числе, например, уран U_{92}^{238} с периодом полураспада $T=4,5 \cdot 10^9$ лет и торий Th_{90}^{232} с $T=1,39 \cdot 10^{10}$ лет. Их дочерние элементы также радиоактивны, но с много меньшими периодами распада. В этих и аналогичных случаях через некоторое время между относительными количествами всех радиоактивных элементов семейства устанавливаются вполне определенные соотношения. Обозначим постоянную распада материнских ядер X_1 через λ_1 , дочерних X_2 — через λ_2 . Тогда убыль первых за dt будет определяться уравнением

$$-dN_1 = \lambda_1 N_1 dt.$$

Но убыль ядер элемента X_1 в точности равна прибыли ядер X_2 , в которые превращаются ядра X_1 при распаде. Обозначая прибыль ядер элемента X_2 через $d^{(+)}N_2$, имеем:

$$d^{(+)}N_2 = \lambda_1 N_1 dt.$$

С другой стороны, дочерние сами будут распадаться, причем убыль $d^{(-)}N_2$ определяется постоянной распада λ_2 , т. е.

$$d^{(-)}N_2 = \lambda_2 N_2 dt.$$

Равновесие наступит, когда прибыль и убыль сравняются, т. е. когда будет иметь место соотношение

$$d^{(+)}N_2 = d^{(-)}N_2, \quad \text{т. е.} \quad \lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2. \quad (58.11)$$

Если элемент X_2 в свою очередь распадается, порождая элемент X_3 , элемент $X_3 \rightarrow X_4$ и т. д., то равновесное соотношение между числами ядер N_1, N_2, N_3, \dots будет определяться аналогичными уравнениями:

$$\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2,$$

$$\lambda_2 N_2 = \lambda_3 N_3,$$

$$\lambda_3 N_3 = \lambda_4 N_4,$$

• • • • •

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