

основанная на классических представлениях, не могла бы объяснить такой необычайно резкой зависимости между величиной энергии α -частицы и периодом полураспада.

Изложенные соображения, если их распространить на выбрасывание из ядра протонов, позволяют уяснить тот факт, что трудно наблюдать протонную радиоактивность. Для протона высота потенциального барьера в 2 раза меньше, чем для α -частиц (так как в 2 раза меньше их заряд), а масса, которая наряду с энергетическими величинами входит в показатель степени выражения, определяющего прозрачность барьера, в 4 раза меньше массы α -частицы. В связи с этим для возбужденных ядер, которые способны утратить протон, период полураспада оказывается меньше биллионных долей секунды (10^{-12} сек), т. е. ядерные превращения с выбросом протонов происходят практически мгновенно.

Когда происходит выброс α -частицы из радиоактивного атома, то, по закону сохранения количества движения, сам атом приобретает некоторую скорость в направлении, противоположном направлению движения выброшенной α -частицы. Вследствие этого возникают *лучи отдачи*, состоящие из атомов продукта радиоактивного распада. Понятно, что скорость атомов в лучах отдачи во столько раз меньше скорости α -частиц, во сколько раз их масса больше массы α -частицы. Для тяжелых радиоактивных элементов скорость атомов в лучах отдачи имеет порядок 300—400 км/сек.

В момент возникновения лучи отдачи состоят из отрицательных ионов (так как α -частицы уносят положительный заряд), которые весьма быстро утрачивают несколько периферических электронов и превращаются в положительные ионы. В лабораторной практике для получения продуктов радиоактивного распада часто применяют улавливание лучей отдачи с помощью пластинок, заряженных отрицательно до потенциала около 100 в.

§ 89. Бета- и гамма-лучи

В отличие от α -частиц, испускаемых с определенными, характерными для каждого радиоактивного вещества энергиями, β -электроны в основном испускаются с различными начальными энергиями, распределенными по статистическому закону от самых малых значений до некоторого максимального (для одних веществ это максимальное значение имеет порядок нескольких десятых мегаэлектронвольта, для других 1—4 Мэв и в отдельных случаях еще больше). Например, максимальная энергия электронов, излучаемых RaB, составляет 0,65 Мэв, а у RaC равна 7,68 Мэв (при такой энергии электроны имеют скорость, равную 99,8% скорости света; средняя энергия электронов в излучении RaC близка к 1 Мэв, что соответствует скорости 0,94с).

Следует отметить, что наряду с непрерывным спектром β -электронов (типичный вид которого показан на рис. 355, стр. 462) для многих радиоактивных веществ отклонение β -лучей, пропущенных через узкую щель, под действием магнитного поля выявляет группы электронов, обладающих одинаковыми начальными энергиями (*магнитноспектральные линии*); этот дискретный спектр β -лучей налагается на непрерывный спектр, к которому принадлежит большая часть электронов. Причины такого строения спектра β -лучей рассмотрены в § 93.

В некоторых случаях (например, для каждого из изомеров U^{234}) непрерывный спектр β -излучения является сложным, а именно представляет собой сочетание двух статистических распределений с резко различающимися значениями максимальной энергии.

При движении в веществе β -электроны теряют свою энергию подобно α -частицам постепенно — во многих последовательных столкновениях, часть из которых приводит к ионизации атомов. В соответствии с общей закономерностью, поясненной в предыдущем параграфе, потеря энергии на ионизацию возрастает по мере уменьшения скорости электрона: при энергии, превышающей 0,8—1 *Мэв*, электрон на 1 *см* пути в воздухе нормальной плотности, испытывая около 8000 столкновений с молекулами, образует около 50 пар ионов, при 0,2 *Мэв* \sim 100, при 0,02 *Мэв* \sim 500; при энергии порядка 1 *кэв* уже более половины столкновений электрона с молекулами сопровождается ионизацией. Некоторые столкновения приводят к резким изломам прямолинейной траектории электрона.

Для различных поглощающих веществ потеря энергии β -электронами на ионизацию почти пропорциональна числу электронов в 1 *см*³ среды, т. е. произведению NZ , где N — число атомов в 1 *см*³, а Z — атомный номер. Поскольку $N = \frac{N_{\text{Ав}}}{A}$, где ρ — плотность и

A — атомный вес, и отношение $\frac{Z}{A}$ для большинства веществ близко к $\frac{1}{2}$, то получается, что *потери на ионизацию для β -электронов приблизительно пропорциональны плотности среды.*

Вследствие статистического распределения начальных энергий электронов поглощение β -лучей (при их простом спектре) приближенно определяется экспоненциальным законом

$$I = I_0 e^{-\mu x}; \quad (11)$$

здесь I_0 — интенсивность лучей, измеренная по эффекту ионизации до поглощения, I — интенсивность после прохождения слоя толщины x , μ — коэффициент поглощения. Часто вместо коэффициента поглощения указывают толщину $x_{1/2}$ *слоя половинного поглощения* лучей или толщину $x_{1/10}$ *слоя*, в котором происходит десятикратное

ослабление первоначальной интенсивности лучей. Так как формула (11) математически идентична формуле (4), то связь между величинами μ и $x_{1/2}$ такая же, как и между величинами λ и T , т. е.

$$x_{1/2} \approx \frac{0,7}{\mu}, \quad x_{1/10} = \frac{2,3}{\mu}. \quad (11')$$

Вместо термина «коэффициент поглощения» величину μ часто называют (по причине, поясненной в § 117) *макроскопическим сечением поглощения*.

Так как спектр β -лучей ограничен некоторым максимально возможным значением энергии и по мере торможения β -электронов ионизация, производимая ими, сильно возрастает, то интенсивность β -лучей при $x > x_{1/2}$ в действительности спадает круче, чем это определяет формула (11).

Поскольку ионизация, производимая β -электронами, в среднем по порядку величины в 100 раз меньше ионизации, производимой α -частицами, то приблизительно во столько же раз пробег β -лучей больше пробега α -частиц. Бета-излучение при максимальной энергии электронов 2 Мэв практически полностью задерживается слоем воздуха (нормальной плотности) 8 м, воды — 1 см, алюминия — 3 мм или свинца ~ 1 мм. Для других значений максимальной энергии электронов (но не меньших чем 0,3—0,4 Мэв) изменение их проникающей способности происходит приблизительно пропорционально этой энергии.

Приблизительный пробег электронов в алюминии и в воздухе нормальной плотности

Энергия в Мэв	Пробег в алюминии в г/см ²	Пробег в воздухе в см	Для сравнения: пробег протона при той же энергии в воздухе нормальной плотности в см
0,1	0,015	12	
0,2	0,040	32	0,25
0,5	0,14	114	0,8
1,0	0,40	325	2,25
1,5	0,66	535	4,3
2,0	0,94	760	7,4
3,0	1,48	1200	14
5,0	2,55	2100	33
10,0	5,15	4200	118

Гамма-лучи, испускаемые каким-либо радиоактивным веществом, состоят из одной или нескольких групп фотонов с одинаковыми энергиями, характерными для данного вещества. При распространении γ -лучей в поглощающем веществе их распределение по однородным энергетическим группам нарушается вследствие ком-

птоновского рассеяния. Различают жесткое γ -излучение, испускаемое ядрами при переходах из возбужденного состояния в основное, и мягкое, которое испускается при перестройке электронных оболочек атома после особого вида радиоактивного превращения, так называемого K -захвата (§ 92), и ничем не отличается от рентгеновых лучей K -серии. Фотоны жесткого γ -излучения имеют энергию от сотен тысяч электроновольт до нескольких мегаэлектронвольт. В ряде случаев ядро из возбужденного состояния переходит в основное не сразу, а путем последовательных переходов в промежуточные состояния. Это приводит к тому, что излучаются несколько фотонов с суммарной энергией, равной разности уровней возбужденного и основного состояний. Поглощение γ -лучей в среде в основном вызвано тремя процессами: фотоэффектом, комптоновским рассеянием и явлением образования электронно-позитронных пар, которое будет рассмотрено ниже.

При энергиях фотонов порядка $0,1$ $Mэв$ поглощение γ -лучей в веществе происходит в основном вследствие фотоэффекта, причем электрон выбрасывается из глубинных слоев атома (K или L), после чего происходит заполнение освободившегося места с испусканием характеристического рентгенова излучения.

В поглощении γ -лучей с энергиями фотона порядка $0,5—2,0$ $Mэв$ существенную роль начинает играть эффект Комптона¹⁾. Электроны, вырванные из атомов в результате фотоэффекта, а также электроны, получившие энергию при комптоновском рассеянии на них γ -квантов, в дальнейшем могут сами производить ионизацию атомов среды.

Поглощение γ -лучей, вызванное фотоэффектом, быстро убывает с ростом энергии ϵ фотона (быстрее, чем ϵ^{-3}); поглощение, связанное с эффектом Комптона, при $\epsilon > 0,5$ $Mэв$ тоже уменьшается, но значительно медленнее (приблизительно как ϵ^{-1}). В связи с этим γ -фотон с энергией $1—2$ $Mэв$ образует в воздухе нормальной плотности в среднем только две пары ионов на пути 1 $см$, т. е. приблизительно в 25 раз меньше, чем β -электрон той же энергии. Такое ничтожное ионизирующее действие соответствует потере энергии фотона 70 $эв$ на 1 $см$, т. е. около $0,7$ $Mэв$ в слое воздуха толщиной 100 $м$.

Одно время предполагали, что поглощение веществом γ -лучей, как и рентгеновых лучей, обусловлены только процессами, происходящими в электронной оболочке атомов: фотоэффектом и эффектом Комптона. Но исследования, выполненные в 1934 г. и последующих годах, показали, что γ -фотоны с энергией в несколько мегаэлектронвольт могут поглощаться ядрами, переводя их в возбужденные состояния, переходы из которых в основное могут сопровождаться выбросом внутриядерной частицы — нейтрона или

¹⁾ Еще один механизм поглощения γ -лучей с большой энергией — образование электронно-позитронных пар — описан в § 91.

протона. Об этом «ядерном фотоэффекте» или, что то же, «фоторасщеплении ядер» сказано в § 92.

Поглощение γ -лучей при прохождении их через вещество можно также описывать экспоненциальным законом (11), но коэффициент поглощения μ в этом случае имеет величину в 50—100 раз меньшую, чем для β -лучей, соответственно меньшему ионизирующему действию γ -лучей. Так, например, при поглощении γ -лучей с энергией фотонов 2 Мэв в воздухе нормальной плотности $\mu \approx 3 \cdot 10^{-5} \text{ см}^{-1}$, и поэтому согласно (11') толщина слоя десятикратного ослабления равна $x_{\frac{1}{10}}^{\text{возд}} = \frac{2,3}{3 \cdot 10^{-5}} \text{ см} \approx 770 \text{ м}$, что в 100 раз превышает проникающую способность β -лучей той же энергии. При поглощении фотонов той же энергии свинцом $\mu \approx 0,5 \text{ см}^{-1}$ и $x_{\frac{1}{10}}^{\text{Pb}} = 4,6 \text{ см}$, тогда как электроны с энергией 2 Мэв, как уже упоминалось, полностью задерживаются слоем свинца 1 мм.

При меньшей энергии фотонов производимая ими ионизация и коэффициент поглощения γ -лучей существенно возрастают, что можно видеть из приведенной ниже таблицы. Две первые строки этой таблицы относятся к фотонам очень большой энергии; такие фотоны наблюдаются в космических лучах и получаются в лабораторных условиях при торможении электронов, которым предварительно была сообщена большая энергия в ускоряющем электрическом поле.

Коэффициент поглощения μ для γ -излучения в зависимости от энергии фотонов и свойств среды (воздух нормальной плотности, вода и свинец)

$\epsilon = h\nu$ в Мэв	$\mu_{\text{возд}}$ в см^{-1}	$\mu_{\text{вода}}$ в см^{-1}	$\mu_{\text{свинец}}$ в см^{-1}
500	$0,24 \cdot 10^{-4}$	0,019	1,40
50	$0,22 \cdot 10^{-4}$	0,017	1,04
10	$0,245 \cdot 10^{-4}$	0,022	0,61
5	$0,35 \cdot 10^{-4}$	0,030	0,48
2,5	$0,50 \cdot 10^{-4}$	0,043	0,475
1,0	$0,80 \cdot 10^{-4}$	0,069	0,80
0,5	$1,12 \cdot 10^{-4}$	0,095	1,73
0,25	$1,44 \cdot 10^{-4}$	0,124	4,5
0,1	$1,7 \cdot 10^{-4}$	0,170	56,0
0,05	$2,16 \cdot 10^{-4}$	0,186	83,0

По мере проникновения γ -лучей в глубь поглощающего слоя средняя энергия фотонов из-за комптоновского рассеяния несколько уменьшается и соответственно возрастает коэффициент поглощения. Пользуясь при расчетах формулой (11), обычно подставляем в нее некоторое среднее значение μ .

Поглощение γ -лучей определенной энергии в различных веществах, как и поглощение β -лучей, приблизительно пропорционально их плотности: отношение $\frac{\mu}{\rho}$ более или менее одинаково для большинства веществ (что видно из приведенной здесь таблицы).

Коэффициенты поглощения γ -лучей RaC
в различных веществах

Вещество	μ в $см^{-1}$	$\frac{\mu}{\rho}$
Ртуть	0,62	0,045
Свинец	0,53	0,047
Медь	0,39	0,044
Железо	0,36	0,045
Алюминий	0,13	0,047
Вода	0,055	0,055
Воздух при 15°	$4,64 \cdot 10^{-5}$	0,0378

Величину $\frac{\mu}{\rho}$ называют *массовым коэффициентом поглощения* (или «эффективным макроскопическим сечением поглощения для 1 г вещества»). Дифференцируя (11), нетрудно убедиться, что величина $\frac{\mu}{\rho}$ определяет относительную потерю энергии в слое g/cm^2 , т. е. относительную удельную ионизацию (§ 88):

$$-\frac{\Delta I}{I} = \frac{\mu}{\rho} \Delta x.$$

Исследуя биологическое действие радиоактивных излучений, поглощаемую веществом энергию измеряют в тех же единицах, которые применяют для рентгеновых лучей, — в *рентгенах*. Рентген представляет собой такую *объемную плотность поглощенной энергии* (или, как говорят, *дозу* поглощенной энергии), при которой в 1 $см^3$ сухого воздуха (при нормальном давлении) общий заряд образующихся ионов одного знака равняется одной абсолютной электростатической единице заряда.

Доза облучения в 1 рентген создается в течение часа лучами, испускаемыми 1 г радия на расстоянии 1 м от источника. Рентгенова трубка при напряжении 60 кВ и токе 10 мА на расстоянии 1 м в течение 1 минуты создает дозу облучения в 30 рентген.

Так как на образование одной пары ионов расходуется приблизительно 34 эВ, а число ионов с суммарным зарядом, равным одной электростатической единице заряда, обратно величине заряда

электрона, то

$$1 \text{ рентген} = \frac{34}{4,8 \cdot 10^{-10}} \approx 71\,000 \text{ Мэв/см}^2 = 0,113 \text{ эрг/см}^2.$$

Для оценки биологического действия облучения важна, однако, плотность ионизации в тканях организма, а не в воздухе. Считают, что ионизация в 1 г ткани приблизительно такая же, как в 1 г воздуха. Поскольку 1 рентген = 0,113 эрг/см², а 1 г воздуха при нормальных условиях занимает объем $\frac{10^3}{1,29} \text{ см}^3$, то

$$1 \text{ рентген}^1) \approx 92 \text{ эрг/г (ткани);}$$

$$\text{число пар ионов в 1 г ткани} \approx 1,7 \cdot 10^{12}.$$

Мощность излучения, поглощаемую 1 г ткани организма, характеризуют дозой, полученной в единицу времени (числом рентген в час, сутки, неделю).

Наибольшее действие γ -лучи оказывают на лимфатические ткани и клетки костного мозга. Большие дозы облучения (порядка 100 рентген) приводят к патологическому уменьшению в крови числа эритроцитов и лимфоцитов.

Облучение всего человеческого тела дозой в 200—800 рентген (полученных в течение нескольких часов) вызывает тяжелую «лучевую болезнь», которая часто имеет смертельный исход.

Допустимая доза общего облучения тела (при условии длительного отдыха тканей после облучения) составляет 20—30 рентген за сутки. При облучении небольших участков тела многократно увеличенные дозы в большинстве случаев не представляют опасности. Для лечения злокачественных опухолей применяют узко локализованное облучение с дозами 3000—7000 рентген.

§ 90. Искусственное расщепление ядер. Открытие нейтрона

До начала 30-х годов были известны только два рода элементарных частиц: электроны и протоны. За последние десятилетия наши знания об элементарных частицах обогатились открытием нейтронов, позитронов, антипротонов, антинейтронов, мезонов, гиперонов, а также обнаружением процессов взаимопревращений ряда частиц друг в друга и взаимопревращения жестких γ -фотонов и электронно-позитронных пар. Все эти открытия были сделаны при изучении соударений частиц и при исследовании космических лучей. Методы и результаты этих исследований изложены в последующих главах; здесь мы коснемся их только в той мере, в какой это необходимо для пояснения фактов, доказавших существование нейтронов и позитронов.

¹⁾ Плотность облучения в 100 эрг/г наряду с рентгеном применяют в качестве единицы дозы (ее называют *рад*).